

**Experimentelle Untersuchung
der Massenverteilung der
Fusionsprodukte in schwerioneninduzierten
Kernreaktionen mit einem Flugzeitleleskop**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn**

vorgelegt von

WOLFGANG PFEFFER

aus Schwerte/Ruhr

Marburg/Lahn 1976

Druck: Mauersberger, Marburg

Experimentelle Untersuchung
der Massenverteilung der
Fusionsprodukte in schwerioneninduzierten
Kernreaktionen mit einem Flugzeitleleskop

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

WOLFGANG PFEFFER

aus Schwerte/Ruhr

Marburg/Lahn 1976

Druck: Mauersberger, Marburg



Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am: 3.12.1976

Tag der mündlichen Prüfung am: 10.12.1976

Berichterstatter: Prof. Dr. F. Pühlhofer

Mitberichterstatter: Prof. Dr. R. Stock

Zusammenfassung

Mit einem Flugzeitleteleskop wurden für die Reaktionen ^{19}F auf ^{27}Al bei 63,2 , 76 und 92 MeV und ^{16}O auf ^{27}Al bei 60 und 80,3 MeV Strahlenergie die Fusionsprodukte im Winkelbereich von $3 - 24^\circ$ gemessen. Energie-, Winkel- und Massenverteilungen sowie die Fusionsquerschnitte werden diskutiert. Für 92 MeV ^{19}F auf ^{27}Al wurde auch die Z-Verteilung der Restkerne bestimmt. Die Massenverteilungen werden mit Ergebnissen einer Verdampfungsrechnung nach der statistischen Theorie für Compoundkern-Reaktionen verglichen.

Im apparativen Teil der Arbeit wird eine Ionisationskammer für Energieverlust- und Gesamtenergiemessungen an schweren Ionen und ein neuer Transmissions-Zeit-Detektor mit etwa 150 ps Zeitauflösung beschrieben. Die Möglichkeit der Bestimmung der Ordnungszahl Z mit der Ionisationskammer wurde experimentell mit Teilchen zwischen ^{32}S und ^{132}Xe mit Energien von einigen MeV/Nukleon untersucht.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Entwicklung und Test einer Ionisationskammer für $\Delta E/E$ -Messungen mit schweren Ionen	4
2.1 Allgemeine Gesichtspunkte	4
2.2 Mechanische Konstruktion	5
2.3 Messung der Energieauflösung und Gas- untersuchungen	10
2.4 Z-Bestimmung durch ΔE -Messung	16
3. Bau eines Start-Detektors für Flugzeitmessungen	26
4. Experimenteller Aufbau	31
5. Experimentelle Ergebnisse	36
6. Interpretation der Massenverteilungen der Fusionsprodukte	52
6.1 Qualitative Diskussion	52
6.2 Rechnung nach dem Verdampfungsmodell	56
Schlußbemerkung	66
Literaturverzeichnis	67

1. Einleitung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung schwerioneninduzierter Fusionsreaktionen. Experimente dazu wurden am MP-Tandem-Beschleuniger des MPI für Kernphysik in Heidelberg mit ^{16}O und ^{19}F -Strahlen von 60 bis 92 MeV Energie an einem ^{27}Al -Target durchgeführt. Das Interesse an diesen Reaktionen rührt daher, daß durch die Fusion von Targetkern und Projektil hochangeregte Compoundkerne mit sehr hohem Spin gebildet werden, deren Zerfall gemessen werden kann. Dieser erfolgt im wesentlichen über die multiple Emission von Neutronen, Protonen, α -Teilchen und γ -Strahlung. Die Intensität der verschiedenen möglichen Zerfallswege spiegelt sich in der Verteilung der Endprodukte wieder. Das Ziel ist, mit Hilfe einer quantitativen Interpretation anhand der statistischen Theorie für Compoundkern-Reaktionen Informationen über die Eigenschaften hochangeregter Kerne bei hohem Drehimpuls zu erhalten.

Die experimentelle Methode, die hier zum Studium dieser Reaktionen angewendet wurde, besteht im direkten Nachweis der aus dem Target in Strahlrichtung emittierten schweren Restkerne mit Hilfe eines Flugzeitleteleskops. Damit kann man eine Identifizierung nach der Masse und eventuell auch nach der Ordnungszahl durchführen. Schwierig ist dabei die Messung bei kleinen Vorwärtswinkeln, da hier der Anteil des elastisch gestreuten Strahls im Verhältnis zur Intensität der interessierenden Reaktionsprodukte sehr hoch ist. Durch den Rückstoß der emittierten Teilchen werden die Restkerne zwar aus der Strahlrichtung abgelenkt, bei reiner Nukleonemission sind jedoch die Ablenkwinkel so klein, daß Messungen bis herunter zu $3\text{--}4^\circ$ nötig werden, um den gesamten Wirkungsquerschnitt zu erfassen.

Bisher wurden zur Untersuchung von Compoundkern-Reaktionen andere Verfahren angewendet. Bei der In-beam- γ -Spektroskopie werden die charakteristischen γ -Zerfälle registriert. Aus diesen wird auf die Endprodukte geschlossen. Diese Methode ist experimentell wesentlich einfacher. Einer ihrer Nachteile liegt darin, daß die direkte Bestimmung des Grundzustandes durch Teilchenzerfall oder durch hoch-

energetische γ -Übergänge nicht mitgemessen werden kann. Die früher häufig benutzten radiochemischen Methoden sind sehr selektiv, da stabile Endprodukte nicht nachgewiesen werden. Beim Nachweis der leichten Teilchen - n, p, α - die von den Compoundkernen emittiert werden, erhält man nur eine beschränkte Information bei multiplen Zerfällen, wie sie besonders bei hohen Energien in den hier untersuchten Reaktionen auftreten.

Aus diesen Gründen erscheint die Flugzeittechnik als eine der effektivsten Methoden zur Untersuchung der Restkernverteilungen in Fusionsreaktionen. Ihre Anwendung setzt jedoch hohe Rückstoßenergien (etwa $> 0,5$ MeV/N) und damit im allgemeinen ein schweres Projektil voraus. Zusätzlich dürfte eine obere Grenze bei Compoundkernmassen von etwa $A_{CN} \approx 100$ liegen, weil dort das Verhältnis der Masse der emittierten Teilchen zu der des Restkerns zu klein wird und damit der Ablenkwinkel aus dem direkten Strahl für diese Methode nicht mehr ausreicht.

Diese Messungen stellen hohe Anforderungen an die Meßtechnik: Die Massen- und Z-Auflösung der Nachweissysteme muß zur vollständigen Identifizierung der schweren Reaktionsprodukte ausreichen; das bedeutet etwa in dieser Arbeit ein Auflösungsvermögen von $A/\Delta A$ von ungefähr 70 und ein Auflösungsvermögen von $Z/\Delta Z$ von ungefähr 33 in einem Energiebereich von 0,3-2 MeV/N. Deshalb erfordern solche Untersuchungen umfangreiche experimentelle Vorbereitungen auf dem Gebiet der Nachweisdetektoren. Aus diesem Grund besteht ein großer Teil dieser Arbeit in der Entwicklung von Detektoren, insbesondere auch im Hinblick auf deren weitere Anwendung bei Schwerionenexperimenten bei der GSI. Im Augenblick werden dort mit den entwickelten Systemen die Reaktionen ^{86}Kr auf ^{27}Al und ^{132}Xe auf ^{56}Fe bei 5,9 MeV/N Einschußenergie untersucht.

Bezüglich der Flugzeittechnik gibt es in unserer Gruppe bereits seit längerem große Erfahrungen beim Bau von Transmissions-Detektoren zur Flugzeitmessung. In diesem Programm wurde ein schneller, großflächiger Transmissionsdetektor mit Kohlenstoffolie (300 mm^2)

Fläche, Zeitauflösung ungefähr 150 ps) unter Verwendung einer Kanal-Elektronen-Vervielfacherplatte - zum Einsatz als zeitbestimmender Detektor - entwickelt. Der umfangreichere Teil der Entwicklungsarbeit fiel auf die Entwicklung einer universell einsetzbaren Ionisationskammer mit guter Energieauflösung, die durch verschiedene Anodenunterteilungen zusätzlich die Abnahme eines Energieverlustsignals zur Messung einer Z-Information gestattet. Das Verhältnis von ΔE zur Restenergie kann dabei entsprechend dem Teilungsverhältnis variiert werden. Die Kammer wurde relativ lang gebaut, um auch bei Einschußenergien von 10 MeV/N einen erträglichen Gasdruck zu haben; zusätzlich kann am Ende ein Halbleiterdetektor eingebaut werden, um in Sonderfällen auch Teilchen mit großem Energieunterschied messen zu können. In diesem Zusammenhang wurden auch Untersuchungen über die Eignungen verschiedener Gase bzw. Gasmischungen als Füllgas für die Kammer durchgeführt.

Mit diesen Meßsystemen wurden die Winkelverteilungen der schweren Restkerne aufgenommen, die in den Reaktionen ^{19}F auf ^{27}Al bei 63,2, 76 und 92 MeV und ^{16}O auf ^{27}Al bei 60 und 80 MeV Laborenergie entstehen. Durch entsprechende Auswertungen wurden aus diesen die integrierten Massenverteilungen und die Fusionsquerschnitte bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen werden mit theoretischen Rechnungen auf der Basis des statistischen Modells verglichen.

2. Entwicklung und Test einer Ionisationskammer für ΔE -E-Messungen mit schweren Ionen

2.1 Allgemeine Gesichtspunkte

Ionisationskammern wurden bereits in den 40er Jahren für Energiemessungen insbesondere an α -Teilchen benutzt. Dabei wurden Auflösungen im Bereich von 50-60 keV erreicht.^{1,2,3,4)} Später wurden diese gasgefüllten Ionisationskammern durch Detektoren, deren Wirkungsweise auf der Messung der Ionisation in Halbleitern beruht, verdrängt, da letztere in ihren Eigenschaften - speziell etwa Energieauflösung und der Möglichkeit, ein Zeitsignal zu erhalten - sowie in ihrer Handhabung ungleich besser bzw. einfacher waren. Halbleiterdetektoren haben sich aus diesen Gründen in der Kernphysik beim Nachweis leichter Teilchen durchgesetzt.

Mit dem zunehmenden Interesse an schwerioneninduzierten Kernreaktionen in den letzten Jahren haben gasgefüllte Detektoren wieder große Bedeutung erlangt^{5,6,7,8)}. Der wesentliche Grund liegt in ihrer Flexibilität. Sie ermöglichen den Bau sehr dünner und homogener ΔE -Zähler mit einem durch die Wahl des Gasdrucks einstellbaren Energieverlust. Es können Detektorsysteme gebaut werden, die neben der Messung der Gesamtenergie eines Teilchens mehrmals den Energieverlust über Teilstrecken der Bahn messen und so eine optimale Z-Identifizierung bei großem dynamischem Bereich ermöglichen. Für die Anwendung als Fokalebene-Detektor in Magnetspektrometern sind Zähler mit integrierter Orts- und Winkelmessung gebaut worden. Die effektiven Flächen reichen von einigen Quadratzentimetern bis zu einigen hundert Quadratzentimetern. Zu den weiteren Vorteilen gehört der Wegfall von Strahlungsschäden, die die Anwendung von Halbleiterdetektoren für sehr schwere Ionen wie etwa Xenon bei hohen Zählraten auf Grund von Gitterzerstörungen unmöglich macht. Die Tatsache, daß die Zahl der Ladungsträgerpaare im Gas nur 1/10 der im Festkörper gebildeten beträgt, hat wegen der hohen Energien der schweren Ionen nur geringes Gewicht; es ist im Gegenteil zu erwarten, daß nachteilige Folgen der hohen Ionisationsdichte in Halbleiterzählern, wie etwa schlechtes Auflösungsvermögen und Im-

pulshöhendefekt für sehr schwere Ionen, wegfallen. Zusätzlich ist zu erwarten, daß bei geeigneter Wahl des Gases das sog. nuclear stopping klein gehalten werden kann, das die Energieauflösung verschlechtert. Dieser Effekt hängt nur vom Produkt der Ionenladung und der Kernladung des abbremsenden Mediums ab.

Allerdings ist die Handhabung gasgefüllter Detektoren schwieriger. Die Brauchbarkeit einer Ionisationskammer hängt u.a. von der Reinheit des Gases und von der Langzeitkonstanz des Gasdruckes ab. Das bedeutet, daß man zum Betrieb einer Kammer eine Gasversorgung benötigt, die eine Druckregelung mit hoher Konstanz über längere Zeit ermöglicht, und die zusätzlich eine Möglichkeit der Gasreinigung bietet. Ferner benötigt man ein Fenster, das das Zählervolumen gegen das Vakuum der Streukammer abschließt; hier gilt es, einen Kompromiß zwischen Stabilität und Dicke zu schließen, da die Ionen nicht beeinflußt werden sollen. Weiterhin entfällt bislang die bei Halbleitern einfache Möglichkeit, ein schnelles Timing-Signal direkt von der Ionisationskammer abnehmen zu können; allerdings laufen zur Zeit Untersuchungen, die Erfolge zumindest bei den hohen Energien sehr schwerer Ionen versprechen.

Insgesamt führten diese Überlegungen dazu, daß eine Ionisationskammer entwickelt wurde, die als "Ersatz" von Halbleiterzählern insbesondere auch bei Experimenten am Unilac eingesetzt werden sollte. Sie mußte die Möglichkeit geben, Ionen bis zu einer Energie von 10 MeV/N abzustoppen, und sollte dabei eine effektive Fläche haben, die in der gleichen Größenordnung lag wie die käuflicher Halbleiterdetektoren. In den folgenden Abschnitten werden die Konstruktionsmerkmale und die Ergebnisse von Auflösungstests mit schweren Ionen beschrieben.

2.2 Mechanische Konstruktion

Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, muß das Eintrittsfenster, auf das später noch genauer eingegangen wird, möglichst dünn und homogen sein; andererseits soll es den Druck in der Kammer sicher halten. Ferner sollte die Ionisationsdichte mög-

lichst gering sein, um Rekombination der Ladungsträger zu verringern. Dies bedingt einen möglichst niedrigen Druck für das Meßgas und damit eine relativ große Reichweite der Teilchen. Gleichzeitig wird damit aber auch der Einfluß der Feldinhomogenität am Eintrittsfenster minimalisiert.

Für das aktive Volumen der Ionisationskammer wurde eine Länge von 500 mm gewählt. Um auf dieser Länge ein Ion in CH_4 zu stoppen, würde man nach Northcliffe und Schilling ⁹⁾ zum Beispiel für

$^{36}_{18}\text{Ar}$ (10 MeV/N) 460 Torr

und für

$^{239}_{92}\text{U}$ (10 MeV/N) 360 Torr

benötigen. Als Fenstergröße wurde ein Rechteckfenster mit einer maximalen Fläche von $40 \times 10 \text{ mm}^2$ eingeplant. Die Kammer wurde mit Frisch-Gitter ¹⁰⁾ aufgebaut. Wegen der Strahldivergenz wurde der Abstand zwischen Gitter und Kathode variabel zwischen 25 und 40 mm gewählt. Der Abstand Gitter - Anode beträgt 5 mm. Die Plattenbreite ist 60 mm.

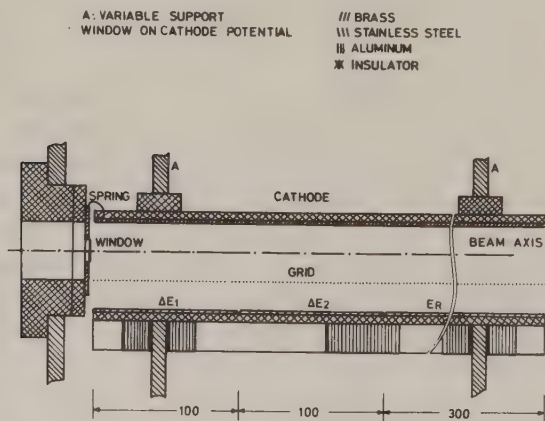


Fig.1: Schematische Darstellung des Ionisationskammeraufbaus

Die geometrischen Daten für das Gitter - 1 mm Drahtabstand bei 0,1 mm Durchmesser (Material Phosphorbronze) und einer Breite

von 80 mm - ergeben einen mittleren Fehl-Abschirmungsfaktor $\tilde{\sigma}$ von 0,037 nach Buneman¹¹⁾ mit

$$\tilde{\sigma} = \frac{d}{2\pi p} \cdot \ln \frac{d}{2\pi r}$$

(d Drahtabstand, 2r Drahtdurchmesser, p Abstand Gitter-Anode). Aus dieser Theorie ergeben sich auch Abschätzungen zu den Spannungsverhältnissen in der Kammer: Für minimale Ladungssammlung durch das Gitter, was einer maximalen Sammlung durch die Anode entspricht, gilt:

$$\frac{V_P - V_G}{V_G - V_A} \geq \frac{p + p\varrho + 2l\varrho}{a - a\varrho - 2l\varrho}$$

mit

$$\varrho = \frac{2\pi r}{d} \quad \text{und} \quad l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{\varrho^2}{4} - \ln \varrho \right)$$

(V_A Kathodenpotential, V_G Gitterpotential, V_P Anodenpotential, p Abstand Gitter-Anode, a Abstand Gitter-Kathode).

Für geerdetes Gitter ($V_G = 0$) ergibt sich daraus

$$|V_P| \geq 0,3 |V_A|, \text{ d.h. } |\text{Anodenspannung}| \geq 0,3 \cdot |\text{Kathodenspannung}|$$

(Anodenspannung positiv, Kathodenspannung negativ).

Aus dem obigen $\tilde{\sigma}$ läßt sich die Ladung berechnen, die auf Grund des verschiedenen Einschubortes auf der Anode induziert wird:

$$\frac{\text{Induzierte Ladung auf der Anode}}{\text{Insgesamt erzeugte Ladung}} = \tilde{\sigma} \cdot \frac{\text{Abstand (Erzeugungsort-Gitter)}}{\text{Abstand (Kathode-Gitter)}}$$

Für die später bei Messungen häufig benutzten Fenster von 5 mm Breite bedeutet das einen Anteil von ca. 7 % an der Energieauflösung. Es ist anzustreben, bei einer Umkonstruktion der Kammer ein $\tilde{\sigma} < 1\%$ durch geeignete Wahl des Gitters und der Anoden-Gitter-Abstände zu erreichen.

Von besonderer Bedeutung beim Aufbau einer Ionisationskammer ist das Eintrittsfenster. Das Fenster soll das Kammervolumen, das mit einem Gas von einigen 100 Torr Druck gefüllt ist, gegen das Hochvakuum des Strahlführungssystems bzw. der Streukammer

abschließen; es soll andererseits möglichst dünn sein, damit der Energieverlust in der Fensterfolie - und damit das Straggl-ing des Energieverlustes - möglichst klein gehalten werden können; es soll zudem homogen sein, damit sich Änderungen des Energieverlustes nicht auswirken. Kunststoffe (Mylar¹¹⁾, Hostaphan¹²⁾, Parylene¹³⁾) erzeugen zum Beispiel bei einer Dicke von $1\mu \hat{=} 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Energieverluste von

1,72 MeV	$\hat{=} 48 \%$ bei 0,1 MeV/N	für Argon
3,98 MeV	$\hat{=} 11 \%$ bei 1 MeV/N	
1,51 MeV	$\hat{=} 0,4\%$ bei 10 MeV/N	
4 MeV	$\hat{=} 17 \%$ bei 0,1 MeV/N	für Uran.
17,4 MeV	$\hat{=} 7,3\%$ bei 1 MeV/N	
16,7 MeV	$\hat{=} 0,7\%$ bei 10 MeV/N	

Es zeigte sich, daß man speziell bei Messungen im niedrigen Energiebereich Fensterdicken bis zu $0,1\mu$ anstreben muß, um einen Teil der obigen Anforderungen zu erfüllen. In diesem Fall sind jedoch größere Fensterflächen nicht mehr stabil, man verwendet Stützgitter, um den Fenstern eine genügende Festigkeit zu geben. Bei der hier verwendeten Fensterkonstruktion handelt es sich um $0,1 - 0,3\mu$ Parylene-C-Folien auf Stützgittern mit sechseckigem Lochquerschnitt und einer Transmission von 50 %. Der Lochdurchmesser ist dabei kleiner als 1 mm, der Berstdruck liegt in diesem Fall für $0,1\mu$ -Folien bei ca. 90-100 Torr, für $0,3\mu$ -Folien bei etwa 300 Torr; allerdings zeigen sich an der oberen Grenze der Druckbereiche Undichtigkeiten, die zur Verschlechterung des Vakuums führen. Die Dicke des Stützgitters ist so groß, daß auftreffende Ionen sicher gestoppt werden; ein wesentlicher Einfluß der Randstreuung wurde nicht festgestellt.

Der Abstand Gitteranfang - Fenster beträgt etwa 2 - 3 mm, dies entspricht 0,5 % der gesamten empfindlichen Länge. Da es sich bei dem Stützgitter um eine Metallfläche handelt, wurde es auf Kathodenpotential gelegt, um zu sichern, daß alle hinter dem Fenster gebildeten Elektronen auch zur Anode abgesaugt werden (vergl. auch 14)).

Das Gasversorgungssystem der Kammer ist in Fig. 2 im Schema gezeigt. Die Kammer wird im Durchfluß betrieben; das Gas

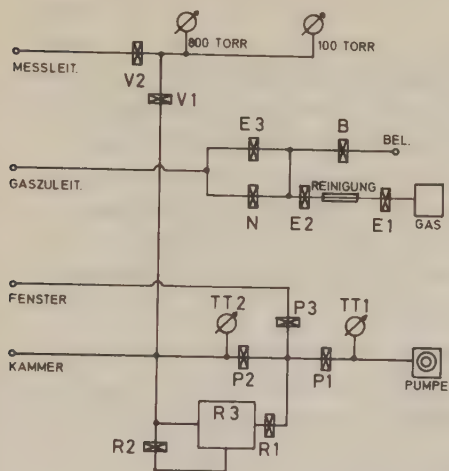


Fig.2: Schematischer Aufbau der Gasversorgungsapparatur

strömt von der Vorratsflasche über eine Oxisorb-Patrone¹⁵⁾ (zur Absorption von H_2O und O_2) und ein Nadelventil in die Kammer ein und wird über einen kartesischen Manostaten, der die Druckregelung in der Kammer übernimmt, mit einer zweistufigen Vorpumpe abgepumpt. Als Druckmesser wird - je nach Druckbereich - ein Absolutdruckmesser (Wallace & Tiernan) mit 100 Torr Vollausschlag (Genauigkeit 0,3 Torr) bzw. 800 Torr Vollausschlag (Genauigkeit 0,8 Torr) benutzt. Die Leitungen bestehen aus Kunststoffschlauch, 4 mm Innendurchmesser, als Verbindungen wurden Messingkupplungen verwendet.

Die Apparatur hat sich in dieser Form bewährt. Negative Auswirkungen des PVC-Schlauches wurden nicht beobachtet. Es ergab sich eine genügende Konstanz des Gasdruckes auch bei Langzeitmessungen; es ist lediglich darauf zu achten, daß sich der Druck am Druckminderer der Versorgungsstahlflasche nicht stark ändert; hier erscheint die Verwendung von Feindruckminderern empfehlenswert. Als Gase wurden nach Tests im wesentlichen Ar/CH_4 (90/10), CH_4 und

Ne/CO₂ (99/1) eingesetzt; auf die Ergebnisse wird im Rahmen der Energieauflösungstests eingegangen.

2.3 Messungen der Energieauflösung und Gasuntersuchungen

Die Testmessungen wurden am Marburger 5 MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt; ein α -Strahl wurde an einem dünnen Goldtarget gestreut und die elastisch gestreuten Ionen in der Kammer analysiert. Als Eintrittsfenster wurde für diese anfänglichen Tests eine 2,5 μ Hostaphan-Folie mit Blende von 2,5 mm Durchmesser benutzt, die einen Energieverlust von 220 keV bei einer Einschubenergie von 8 MeV verursacht.

Zur Orientierung wurden Spannungscharakteristiken für verschiedene Gase aufgenommen. Die Fig. 3 zeigt einen Vergleich der Charakteristiken für Ar/CH₄ und reines CH₄. Mit Ar/CH₄ erhält man um

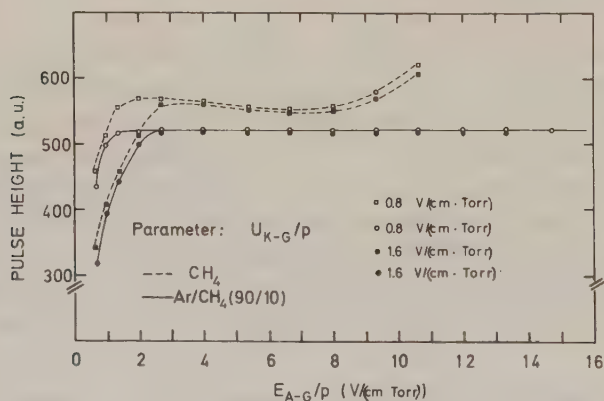


Fig.3: Spannungscharakteristik für CH₄ und Ar/CH₄

etwa 10 % höhere Amplituden als mit CH₄, da die mittlere Energie, die zur Bildung eines Ladungsträgerpaares in Ar/CH₄ benötigt wird, ca. 10 % niedriger ist ($w(\text{Argon}) = 26,25 \text{ eV}$, $w(\text{CH}_4) = 29,1 \text{ eV}^{(4)}$). Beide Gase zeigen im Anstieg einen ähnlichen Verlauf bis zu dem

etwa am gleichen Punkt liegenden Knick für $E/p_{\text{Anode}} \approx 2,5 E/p_{\text{Kath.}}$ (entsprechend $U_A/U_K \approx 0,3$), für den nach der Theorie¹⁾ optimale Sammlung und damit maximale Impulshöhe erwartet wird. Ab diesem Punkt zeigt CH_4 eine vollkommen konstante Impulshöhe, während Ar/CH_4 bis zum Einsetzen der Gasverstärkung bei etwa $8 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$

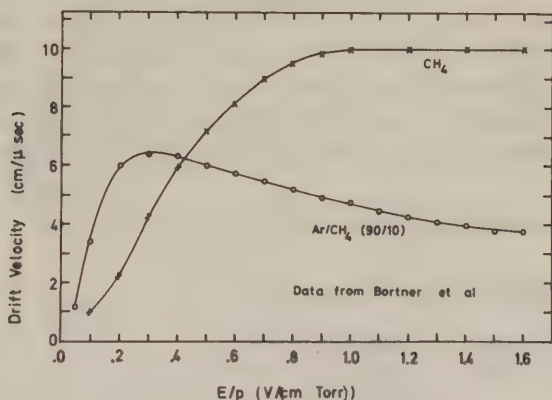


Fig.4: Driftgeschwindigkeit für CH_4 und Ar/CH_4 ¹⁶⁾

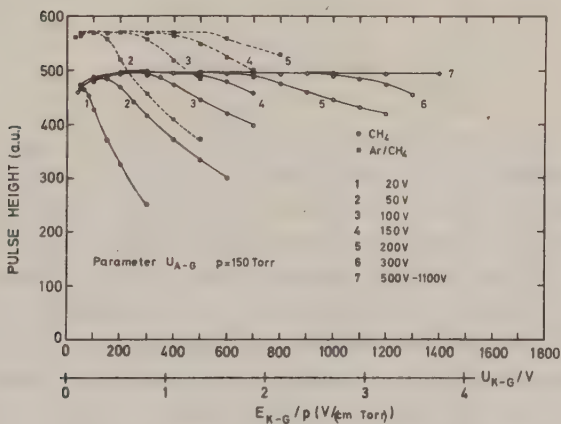


Fig.5: Impulshöhe für verschiedene E/p_{Kathode}

einen geringen Abfall zeigt, der auf die sinkende Driftgeschwindigkeit bei wachsendem E/p zurückzuführen ist (vergl. Fig.4). (Dabei ist jedoch zu beachten, daß E/p im Anoden- und Kathodenraum verschieden sind). Aus Fig. 5 läßt sich entnehmen, daß optimale Ladungstrennung im Kathodenraum - und damit maximale Impulshöhe - für Ar/CH_4 nur für $E/p_{\text{Kathode}} > 0,3-0,4 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ und für CH_4 nur für $E/p_{\text{Kathode}} \geq 0,8 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ möglich ist. Das Abknicken der Kurven zu größeren Kathodenspannungen rührt daher, daß die Bedingungen $U_A/U_K \geq 0,3$ (vergl. Knick auf Fig.6) verletzt wird, und damit nicht mehr minimale Störung durch das Gitter gewährleistet ist, d.h. daß das Gitter die Funktion der Anode übernimmt.

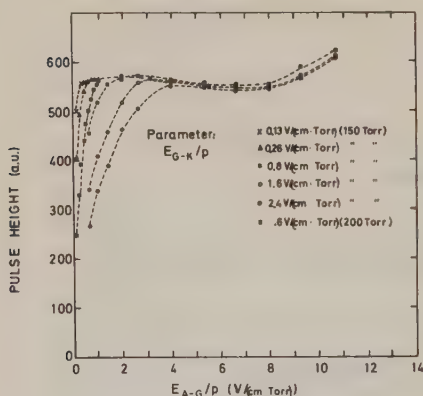


Fig.6:
Impulshöhe in Abhängigkeit von E/p im Anodenraum für Ar/CH_4

$$U_A/U_K > 0,3 \hat{=} E_{A-G}/E_{G-K} \geq 2,5$$

Aus diesen Bedingungen wurde das Diagramm zusammengestellt, aus dem für einen bestimmten Druck und ein bestimmtes Gas die Spannungen entnommen werden können (Fig.7). Es ergab sich mit diesen Bedingungen eine Energieauflösung von 80-90 keV mit Ar/CH_4 bei einer Pulser-Auflösung (elektronisches Rauschen) von 50-60 keV für 8 MeV α -Teilchen; bei einer Einschubenergie von 2 MeV verschlechterte sich die Auflösung auf 90 keV bei gleichem Fenster, d.h. daß die Kammer in einem weiten Bereich benutzbar bleibt. Die Auflösungen, die mit verschiedenen Gasen mit 8 MeV α -Teilchen und 6,6 MeV ^{12}C erreicht wurden, zeigt Tabelle 1.

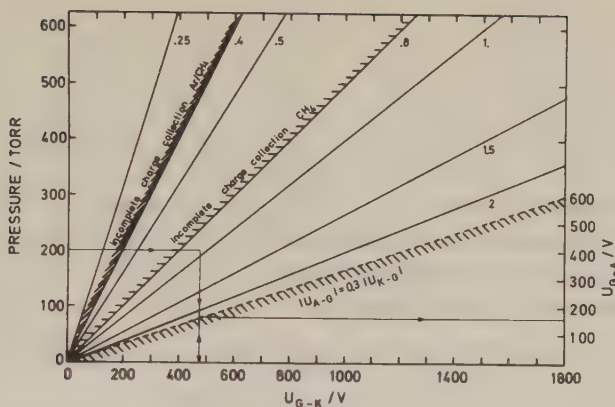


Fig.7: Diagramm zur Spannungswahl

Tabelle 1: Optimale Auflösungen für verschiedene Gasmischungen

Gas	Volumen %	p Torr	U_A V	U_K V	U_A/U_K	Auflösung%	Strahl
Ar	100	200	400	600	.66	1	α , 8 MeV
Ar/CO ₂	98/2	200	300	400	.75	.95	
	95/5	200	500	900	.56	.85	
	90/10	200	400	700	.57	.95	
Ar/CH ₄	90/10	200	400	700	.57	1	
Ar/CH ₄	(90)/10	200	100	200	.5	.77	
+CO ₂	(95)/5	200	150	200	.75	.72	
	(97.5)/2.5	200	150	300	.5	.79	
Ne	100	200	200	300	.66	.98	
Ne/CO ₂	90/10	200	600	900	.66	.82	
	98/2	200	250	300	.83	.8	
	99/1	200	250	300	.83	.75	
	99.5/.5	200	200	300	.66	.85	
CH ₄	100	200	200	400	.5	1.2	
Butan	100	200	150	300	.5	4	
Ar/CH ₄	90/10	29	100	150	.66	2.1	^{12}C , 6,6 MeV
Ne/CO ₂	99/1	60	200	300	.66	1.97	
CH ₄	100	26	25	50	.5	1.7	

Es zeigt sich, daß mit Ne/CO₂-Gemischen für α -Teilchen optimale Auflösung erreicht wird, mit denen CH₄ relativ schlecht erscheint, während sich für schwere Ionen - wahrscheinlich wegen des geringen Z - bis zu 20 % bessere Auflösungen ergeben. Da CH₄ außerdem wesentlich schnellere Anstiegszeiten als die anderen Gase hat, wurde es - auch im Hinblick auf eventuelle spätere Zeitmessungen mit Ionisationskammern - in den weiteren Messungen eingesetzt. Einflüsse des Reinheitsgrades (99.95 % bzw. 99.9995 %) konnten bei Oxisorb-Nachreinigung nicht festgestellt werden. In der Tabelle 2 sind die mit der Kammer gemessenen Energieauflösungen für verschiedene Gase und Ionen zusammengestellt.

Tabelle 2: Energieauflösungen für verschiedene Gase und Ionen

Ion	E MeV	Auflösung		Gas	Druck Torr	Dicke μ	Fenster	Breite mm	Anteil E-Aufl.*
		keV	%				E-Verlust keV		
α	8	58	.73	Ar/CH ₄ +5% CO ₂	200	2.5	220	-	-
¹² C	8	80	1	Ar/CH ₄	200	2.5	220	-	-
	6.6	125	1.9	Ar/CH ₄	55	.3	400	-	-
		110	1.7	CH ₄	26	.3	400	-	-
¹⁶ O		130	2	Ne/CO ₂	60	.3	400	-	-
	10	175	1.75	Ar/CH ₄	30	.3	570	-	-
		23	.83	Ar/CH ₄	45	.3	390	-	-
	23	210	.91	Ar/CH ₄	64	.3	390	4	.6 %
		225	.98	Ar/CH ₄	76	.3	390	-	-
		30	.63	Ar/CH ₄	70	.3	330	-	-
		36	.61	Ar/CH ₄	76	.3	300	-	-
	30	200	.67	Ne/CO ₂	80	.3	330	4	.6 %
¹⁶ O	30	200	.67	Ne/CO ₂	80	.3	330	4	.6 %
¹⁹ F	92	460	.5	CH ₄	190	.3	232	1.5	.2 %
³² S	132	530	.4	CH ₄	144.5	.3	630	1.5	.2 %
¹³² Xe	180	1650	.92	CH ₄	60	.3	3390	4	.6 %
⁸⁴ Kr	507	4560	.9	CH ₄	190	.5	7650	5	.7 %

* Anteil der Fensterbreite an der Energieauflösung auf Grund von Gitter-Fehlabschirmung.

Die Daten zeigen, daß es sinnvoll ist, speziell bei schweren Ionen CH_4 als Meßgas zu verwenden. Es zeigt in diesem Bereich - wahrscheinlich auf Grund eines kleineren nuclear-stopping-Effektes - bessere Eigenschaften als Ar/CH_4 (vergl. Fig.8), besitzt aber etwa die gleiche Reichweitekurve wie Ar/CH_4 , im Gegensatz zu Ne/CO_2 , das einen erheblich höheren Druck bei gleicher Reichweite erfordert und somit zur Verwendung von dickeren Fensterfolien zwingt.

Insgesamt zeigen die Daten, daß die Auflösungen der Ionisationskammer der Auflösung von Halbleiterzählern durchaus vergleichbar sind; so erreicht etwa ein Halbleiterzähler eine Auflösung von 1,3 MeV für Jod von 0,9 MeV/N und etwa 350 keV für Schwefel von 4 MeV/N.

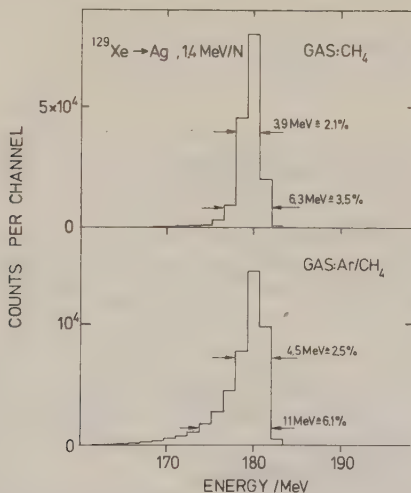


Fig.8: Energieauflösung der Ionisationskammer für CH_4 und Ar/CH_4 .

Die Halbwertsbreiten wurden über die Varianz berechnet.

2.4 Z-Bestimmung durch ΔE -Messung

Eine weitere Aufgabe der Kammer neben der Energiemessung sollte die Z-Bestimmung von schweren Ionen sein. Aus diesem Grund wurde die Möglichkeit einer ΔE -Bestimmung in die Kammer integriert; es wurde die Anodenplatte der Kammer in mehrere Segmente geteilt und getrennt herausgeführt, so daß entsprechend der Teilung (vergl. Fig.1) ein ΔE und ein E_R -Signal abgenommen und in einer Summationsstufe zum Gesamtenergiesignal addiert werden konnten. Die beiden Signale wurden mit abgeglichenen Hauptverstärkern verstärkt. ΔE - und $E_R + \Delta E$ -Signal wurden dann als Zweiparameterspektrum im Mehrkanalanalysator analysiert.

Nach der Bethe-Bloch-Formel⁴⁾ ist

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q^2}{mv^2} N \cdot Z \left[\log \frac{2mv^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

bzw.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{E} \cdot \frac{2\pi q^2 M}{m} N \cdot Z \left[\log \frac{4Em}{IM} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right].$$

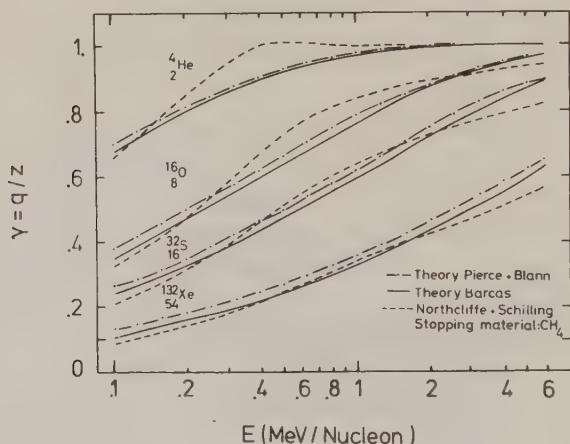


Fig.9: Abhängigkeit der effektiven Ladung von der Energie

Die Kernladungszahl der einzelnen Elemente sollte also mit q^2 im ΔE -E-Zweiparameterspektrum getrennt werden, wobei q die effektive Ladung der Ionen darstellt und

$$q^2 = \gamma^2 \cdot z^2 \quad \text{mit } z = \text{Kernladung des Ions}$$

gilt mit $\gamma = \gamma(v)$, v = Ionengeschwindigkeit und $0 \leq \gamma \leq 1$.

Eine Darstellung der Abhängigkeit $\gamma = \gamma(v)$ zeigt Fig.9. Hier wurde γ aus semi-empirischen Formeln^{17,18)} und aus dE/dx -Daten für CH_4 ⁹⁾ mit der Bethe-Bloch-Formel extrahiert.

Die Z-Auflösung anhand des Zweiparameterspektrums zeigen die Figuren 10 und 11. Hierbei wurde ΔE (Ordinate) gegen $\Delta E + E_R = E_{\text{ges}}$ (Abszisse) aufgetragen. Die linken durchlaufenden Linien entstehen

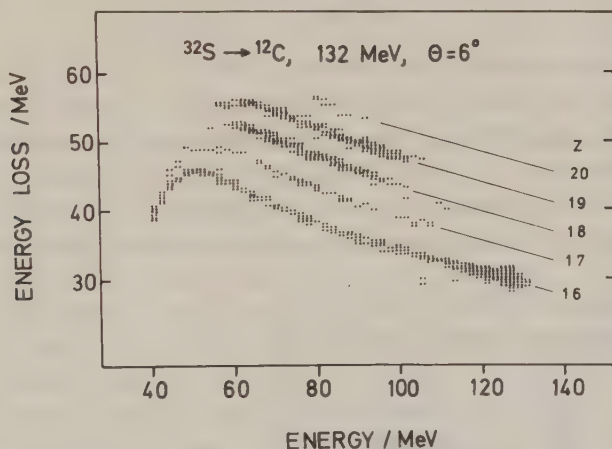


Fig.10: Z-Spektrum der Reaktion ^{32}S auf ^{12}C

dadurch, daß Teilchen im Bereich der ΔE -Platte gestoppt werden und kein E_R -Signal abgeben. Durch die Summation von E und E_R liegen die Ereignisse auf einer Geraden mit der Bedingung $\Delta E = E_{\text{ges}}$. (Die Lage bzw. Steigung der Geraden ist vom Betriebsdruck abhängig). Für $E_{\text{ges}} > \Delta E$ wachsen die Linien aus dieser Geraden heraus. Die Form der Linien wird dabei von der Energieverlustkurve des einzelnen Elements bestimmt (vergl. speziell Fig.11). Die rechte durch-

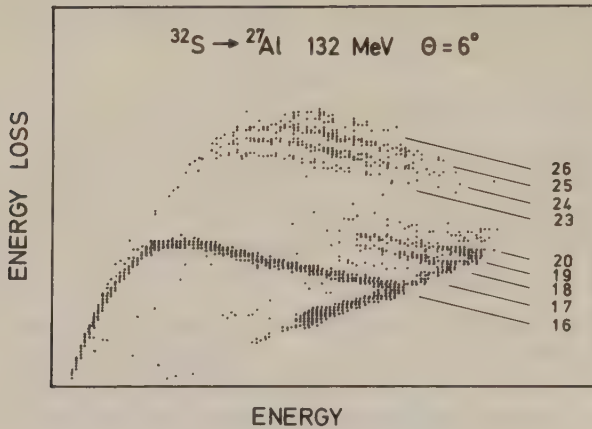


Fig.11: Z-Spektrum der Reaktion ^{32}S auf ^{27}Al

laufende Gerade entsteht dadurch, daß Teilchen eine zu hohe Energie für den Betriebsdruck der Ionisationskammer haben und nicht mehr gestoppt werden, d.h. nicht ihre gesamte Energie im aktiven Volumen abgeben. Die Messung "entartet" in eine $\Delta E_1 + \Delta E_2 = E_{\text{ges}} - E_a$ Messung mit E_a = Energie außerhalb des Meßvolumens. Im Spektrum

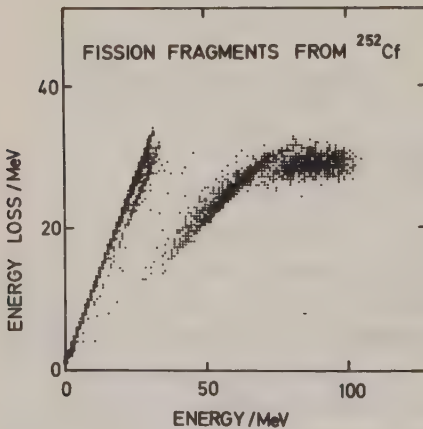


Fig.12:
Spaltspektrum einer ^{252}Cf -
Quelle, gemessen mit der
Ionisationskammer

erscheint dann zwar der richtige Energieverlust für die Einschubenergie, die Energieaussage wird jedoch falsch. Der dynamische Bereich der Ionisationskammer wird von diesen beiden Geraden eingegrenzt; im wesentlichen ist hier der Kammerdruck bezüglich des interessierenden Bereichs anzupassen bzw. es sind jeweils angeglichene ΔE -Plattenlängen zu verwenden. Die hier gezeigten Spektren ^{32}S auf ^{12}C , ^{27}Al wurden mit 100 mm ΔE -Plattenlänge gemessen. Die Daten zeigen, daß eine Trennung nach einzelnen Z im Bereich bis $Z = 26$ und 1 MeV/N gut möglich ist. Eine optimale Auflösung von $\Delta Z = 0,9$ Z-Einheiten bei 1,4 MeV/N für $Z = 54$ wurde für Xenon erreicht (vergl. Fig. 15).

Es stellt sich die Frage, wodurch die ΔE -Auflösung einer Ionisationskammer begrenzt wird. Es gibt eine Reihe von Einflüssen, die hier eingehen: Fenstereffekte, elektronisches Rauschen, statistische Schwankungen der Zahl der Ladungsträger, Abschirmungseffekte des Gitters und das Energieverlust-Straggling. Dabei wird davon ausgegangen, daß äußere Einflüsse wie etwa Gasdruck bzw. -dichte genügend beherrscht werden und somit nicht ins Gewicht fallen. Die verschiedenen Einflüsse sollen hier kurz diskutiert werden:

Als Fenster wurde je nach Druck eine Parylene-C-Folie der Dicke 0,1 bis 0,3 μ entsprechend einer Massenbeladung von ca. 10 bis 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet. Der Energieverlust im Fenster liegt damit wesentlich niedriger als der in der Eintritts-Goldschicht eines Halbleiterzählers. Eine Veränderung der Fenster von 0,1 auf 0,3 μ brachte keine Veränderung der Auflösung (Xe-Messung 0,9 % $\hat{=}$ 1,65 MeV Halbwertsbreite bei 184 MeV Einschubenergie); ferner ist die Eintrittsfolie in der Kammer zum Teil wesentlich dünner als die verwendeten Targets (in unserem Fall 105 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au bzw. 100 bis 110 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ag entsprechend $\Delta E = 2,2$ MeV bzw. 3,3 MeV für Xenon⁹⁾). Fenstereffekte können also im wesentlichen vernachlässigt werden.

Der elektronische Einfluß, d.h. elektronisches Rauschen und Vorverstärkerrauschen auf Grund von Plattenkapazitäten und Übergangswiderständen lag bei den Messungen bei etwa 50 - 70 keV.

Die statistischen Schwankungen der Zahl der Ladungsträger ist bei den hier in Betracht kommenden Energien immer kleiner als 1 % und

somit zu vernachlässigen.

Ein Anteil, der sich bei der Kammer noch wesentlich bemerkbar macht, ist das relativ große σ der Gitterabschirmung, die zu einer Auflösungsver schlechterung von etwa 1,4 %/mm Fensterbreite führt und für gute Auflösung nur schmale Fenster zuläßt.

Ein Faktor, der die ΔE -Auflösung und damit die Z -Auflösung der Kammer prinzipiell beschränkt, ist das Energieverlust-Straggling. Dieses besteht aus zwei Anteilen und beruht darauf, daß die Energieabgabe eines Teilchens auf dem Weg Δx , der durch die ΔE -Platte der Anode festgelegt ist, nicht konstant ist, sondern wegen der statistischen Prozesse der Anregung und Ionisation der Elektronen statistischen Schwankungen unterworfen ist. Die statistischen Schwankungen können nach der Bohrschen Theorie abgeschätzt werden⁴⁾. Bei schweren Ionen tritt noch ein zweiter Effekt auf, das sogenannte Umladungs-Straggling. Es beruht darauf, daß Ionen, speziell bei hohem Z , den Ladungszustand im Gas durch Umladung ständig ändern¹⁹⁾. Es gibt zwar - in Abhängigkeit von v bzw. E/m einen mittleren Ladungszustand (vergl. Fig.9), dieser hat jedoch eine bestimmte von v und Z abhängige Breite^{20,21)}. Ändert nun ein Ion beim Durchgang durch das Gas seinen Ladungszustand durch Elektronenanlagerung bzw. Elektronenabgabe, so ändert sich auch sein Ionisationsvermögen (vergl. $dE/dx \approx q^2 = Z_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} Z_{\text{Kern}}^2$) und somit auch die abgegebene Energie - d.h. der Energieverlust auf einer festgelegten Länge bei fester Einschußenergie schwankt auf Grund der Umladung. Beide Straggling-Effekte treten in der Gesamtenergieauflösung bezogen auf die Kammer ohne Fenster nicht auf, da das Ion die gesamte Energie im Gas abgeben muß, es jedoch für die Gesamtauflösung gleich ist, an welcher Stelle es welchen Betrag der Energie verliert; sie sind jedoch die Ursache für Fenstereffekte, wenn man von Inhomogenitäten absieht.

Eine einfache Abschätzung für das Stoß-Straggling in Absorberschichten hat Bohr aus der Statistik des Energieverlustes abgeleitet⁴⁾.

Nach ihr gilt:

$$\Delta^2 = 4 Z_i^2 \cdot e \cdot N \cdot Z \cdot (\Delta x)$$

und

$$\text{FWHM} = 2,355 \Delta$$

Rechnet man diese Formel für die Anwendung auf die Gasfüllung einer Ionisationskammer um, so erhält man

$$\text{FWHM}_{\text{Straggling Bohr Gas}} = Z_i \cdot \sqrt{Z_p \cdot p \cdot x} \cdot 0,226 \text{ keV}$$

(Z_i abzubremsendes Ion, Z Absorber, p Druck in Torr, x Absorberlänge in cm).

Für Festkörper würde sich ergeben:

$$\text{FWHM}_{\text{Festkörper}} = Z_i \cdot \sqrt{\frac{Z_p \cdot D}{m}} \cdot 0,93 \text{ keV}$$

oder, mit $m \approx 2Z$:

$$\text{FWHM} = Z_i \cdot \sqrt{D} \cdot 0,66 \text{ keV} \quad (D \text{ Dicke in } \mu\text{g}/\text{cm}^2).$$

Wendet man diese Formeln auf die Messungen Schwefel (4,1 MeV/N) und Xenon (1,4 MeV/N) an, so ergibt sich für ^{32}S (144 Torr, 100 mm ΔE -Länge, $0,3 \mu$ Fensterdicke) und ^{132}Xe (60 Torr, 200 mm ΔE -Länge, $0,3 \mu$ Fensterdicke):

Tabelle 3:

	Stragglinganteil nach Bohr				experimentell
	Fenster keV	Target keV	ΔE -Straggling keV	Σ keV	
^{32}S	60	105	340	360	840
^{132}Xe	190	350	1016	1091,3	1840

Die experimentellen ΔE -Daten können so nicht mit der Theorie verglichen werden. Man erhält zwar die richtige Größenordnung, die Werte sind jedoch um einen Faktor 2-3 zu klein. Versuche, die Theorie von Bohr zu erweitern und zu verallgemeinern^{22,23)} führen zum

Teil ebenfalls zu keinem befriedigenden Ergebnis. Der wesentliche Anteil der schlechten Auflösung, der durch die statistische Theorie nicht erklärt werden kann, läßt sich durch das Umladungs-Straggling der Ionen auf ihrem Weg durch das Absorber-Material erklären.

Pühlhofer hat aus den bekannten Umladungsquerschnitten einiger Ionen in Gasen eine semi-empirische Formel abgeleitet²⁴⁾, durch Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen getestet und auf schwere Ionen extrapoliert. Fig.13 zeigt das Energieverlust-Straggling, das sich aus Umladungs-Straggling und Stoß-Straggling zusammensetzt, für 30 % Energieverlust. Die Tabelle 4 gibt die erreichte Auflösung mit der Ionisationskammer im Vergleich zur Theorie an.

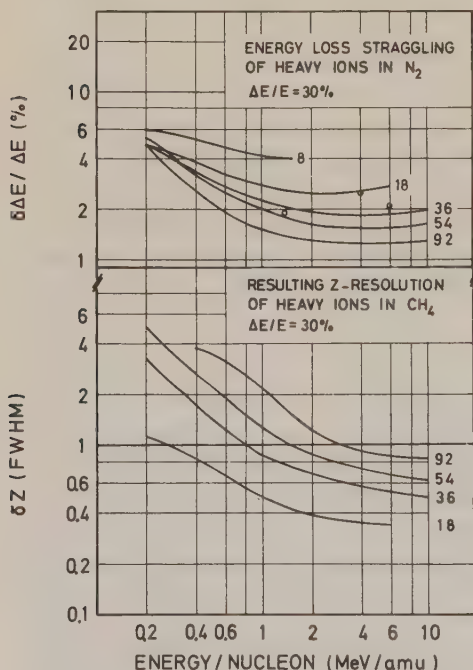


Fig.13:
oben: Energieverlust-Straggling (Umladungs- + Stoß-Straggling)
unten: mögliche Z-Auflösung unter Berücksichtigung des Straggling und des Energieverlustes nach⁹⁾ Northcliffe und Schilling (Punkte: experim. Daten)

Setzt man die Grenze der Auflösung des ΔE -Systems so durch das Straggling als gegeben voraus, läßt sich die theoretische Z-Auflösung der Kammer angeben, wenn man dE/dx -Daten für verschiedene Ionen zu

Tabelle 4: Experimentelle und theoretische ΔE -Auflösungen für verschiedene Z.

Ion	Energie	E-Auflösung	
		experimentell	theoretisch
Z = 16	2 - 4 MeV/N	4,5-0,5 %	4,8-0,1 %
	1 - 2 MeV/N	5,9-0,6 %	5,0-0,1 %
Z = 19	2,4 MeV/N	5,1-0,5 %	4,0-0,1 %
Z = 24/25	0,9-1,6 MeV/N	3,8-0,4 %	3,8-0,1 %

Grunde legt. Es wurde nach Northcliffe und Schilling⁹⁾ für $\Delta Z = 1$ unter Benutzung des Straggling nach Pühlhofer²⁴⁾ und für ein ΔE von 30 % die theoretisch erreichbare Halbwertsbreite einer Ionisationskammer unter diesen Bedingungen abgeschätzt. Die Daten zeigt Fig.13. Die gemessenen Werte sind als Punkte eingetragen.

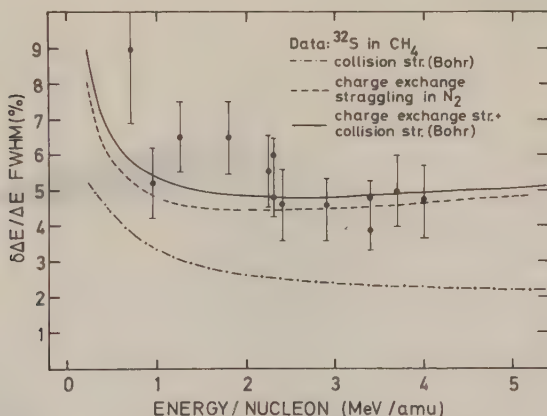


Fig.14: Vergleich der verschiedenen Straggling-Anteile mit experimentellen Daten

In Fig. 15 ist zur Darstellung des Auflösungsvermögens der Kammer ein Schnitt durch die Spektren der Messung ^{129}Xe auf Ag (1,4 MeV/N) dargestellt. Die Auswertung ergibt eine Halbwertsbreite von $\Delta Z = 0,9$ und damit ein $Z/\Delta Z = 54/0,9 = 60$ für CH_4 als Meßgas. Die Werte für Ar/CH_4 sind etwa 20 % schlechter. Dabei ist festzustellen, daß in beiden Fällen mit einem Energieverlust von ca. 75 % - und damit mit

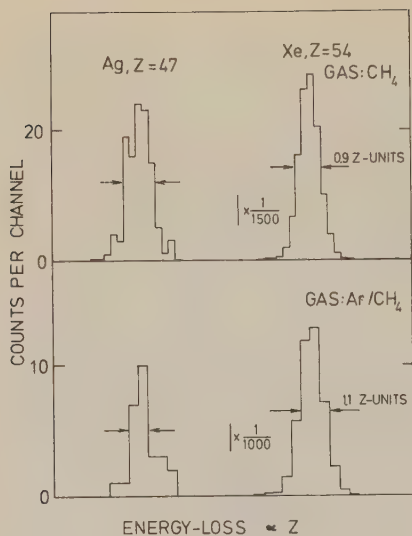


Fig.15:
Z-Auflösung für Xe, Z = 54 mit
1,4 MeV/N und verschiedene Gase.
Die Halbwertsbreiten wurden aus
der Varianz berechnet.

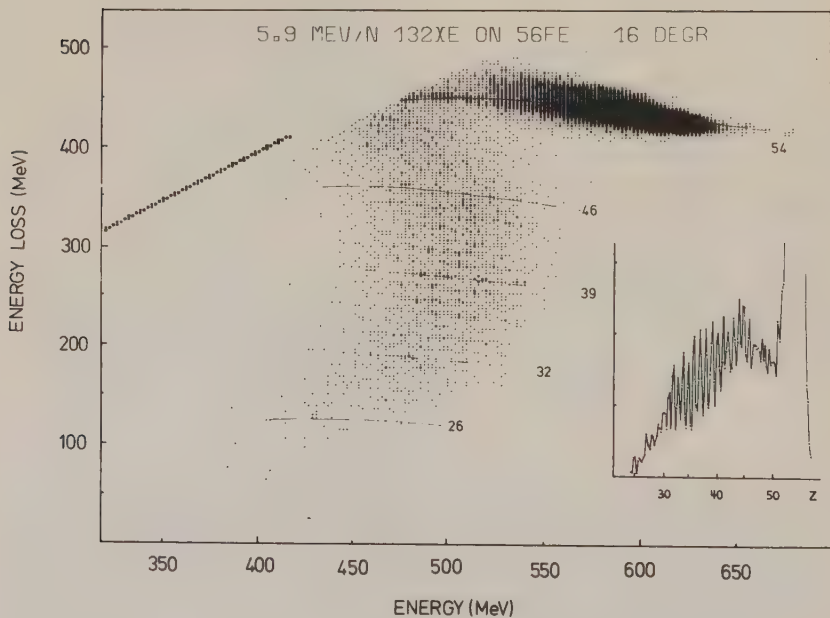


Fig.16: ΔE -E-Spektrum der Reaktion ^{132}Xe auf ^{56}Fe bei 5,9 MeV/N

einem kleinen dynamischen Bereich - gemessen wurde. In diesem Fall wird das ΔE -Straggling relativ gesehen klein (die ΔE -Auflösung muß für $\Delta E \rightarrow E_{\text{gesamt}}$ gegen die Kammerauflösung streben, in der kein Straggling enthalten ist) und die Z-Auflösung optimal, wie auch Messungen von Armbruster²⁵⁾ zeigen. Das bedeutet natürlich nicht, daß man für beste Z-Auflösung $\Delta E = E$ machen könnte; ΔE muß immer ein Bruchteil von E sein.

Fig. 16 zeigt ein Zweiparameter-Spektrum der Reaktion ^{132}Xe auf ^{56}Fe bei 5,9 MeV/N. Es zeigt sich, daß Z noch bis etwa $Z = 46$ getrennt werden kann.

3. Bau eines Startdetektors für Flugzeitmessungen

Mit einem Flugzittteleskop läßt sich die Masse eines Ions bestimmen. Dabei wird mit einem System bestehend aus einem Start- und einem Stopdetektor die Flugzeit auf einer festen Laufstrecke gemessen (vergl. auch Fig.19). Der hintere Detektor legt sowohl den Raumwinkel als auch den Streuwinkel des Teilchens fest. Der vordere Detektor muß als Transmissions-Detektor ausgeführt werden. Durch Messung der Energie läßt sich dann nach $m \sim t^2 E / s^2$ mit $s^2 = \text{const}$ die Masse eines Teilchens zumindest relativ bestimmen. Als Beispiel seien hier einige Werte über die Auflösung eines solchen Systems genannt: Bei einer Laufstrecke von 2 m und Teilchen der Masse 40 mit einer Energie von 0,5 MeV/N beträgt die Flugzeit etwa 200 ns; bei einer Zeitauflösung von 300 ps und einer Energieauflösung von 1 % erwartet man nach

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{2 \Delta t}{t}\right)^2}$$

eine Massenauflösung von etwa 1 % $\hat{=}$ 0,4 amu Halbwertsbreite, die zur Massentrennung ausreicht.

Als Startdetektoren wurden von verschiedenen Gruppen Systeme mit unterschiedlichen Nachweisprinzipien entwickelt^{26,27,28,29,30}).

Es wird dabei entweder die Szintillation in einer Folie beim Durchgang des Ions über Fotomultiplier nachgewiesen²⁷⁾, die aus einer Kohlenstoffolie emittierten Elektronen mit verschiedenen Nachweismethoden zur Erzeugung eines Zeitsignals benutzt^{26,29,30}) oder aus dem Ladungssignal eines Halbleiter-Transmissionsdetektors ein Signal abgeleitet²⁸⁾.

In unserer Gruppe wurden Systeme mit Kohlenstoffolie und offenem Elektronenmultiplier entwickelt^{26,30}), d.h. die ausgelösten Elektronen werden in einem Sekundärelektronen-Vervielfacher verstärkt und liefern so ein Zeitsignal. Als Sekundärelektronen-Vervielfacher dient dabei ein offener Multiplier oder ein Kanalelektronen-Vervielfacher.

Ein Nachteil der bisher benutzten Systeme lag in der kleinen aktiven Fläche und in der zum Teil nicht ausreichenden Zeitauflösung. Für den Einsatz vor Ionisationskammern in Flugzeitleteleskopen benötigt man jedoch großflächige Zeitdetektoren, die vor der Ionisationskammer ein Stoppsignal für die Flugzeit abgeben können, da Timing-Versuche mit Ionisationskammern bisher noch keine ausreichenden Ergebnisse liefern konnten.

Mit der Parallel- bzw. Weiterentwicklung der Kanalelektronen-Vervielfacher zu Platten größeren Durchmessers und der Kopplung der Platten zu einer Verstärkung von 10^6 bis 10^7 stand für die Entwicklung von großflächigen Startdetektoren ein ausgezeichnetes System zur Elektronenverstärkung zur Verfügung^{31,32,33}. Dabei handelt es sich um 1 bis 2 mm dicke Scheiben, die aus Elektronen-Vervielfacher-Kanälen mit 20 bis 40 μ Durchmesser zusammengesetzt werden. Die empfindliche Fläche liegt bei 60 % der Gesamtfläche; erhältlich sind Flächen von 25, 50, 70 mm Durchmesser und Rechtecke mit einer Fläche von 20x50 mm². Die Verstärkung liegt für Einzelplatten bei 1 bis $5 \cdot 10^3$; sie wird

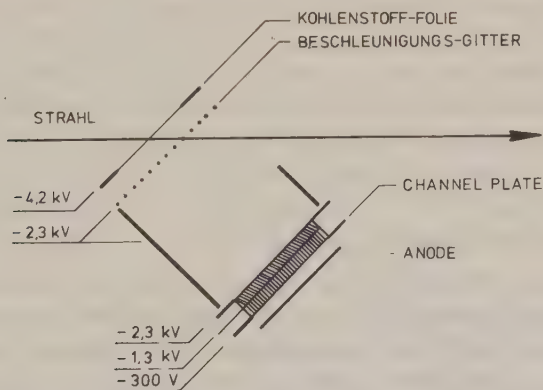


Fig. 17: Schematischer Aufbau des Startdetektors mit Kanalelektronen-Vervielfacherplatten

durch das Einsetzen von Ionenrückkopplung - die Ionen werden in Gegenrichtung beschleunigt und liefern beim Auftreffen auf eine Wand Impulse - beschränkt. Durch Kopplung von Platten mit gegeneinander geneigten Kanalachsen läßt sich die Ionenrückkopplung umgehen, und es werden Verstärkungen bis 10^7 erreicht³²⁾.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit liegt für Einzelelektronen bei ca. 60 %³⁴⁾; da jedoch beim Durchgang von schweren Ionen durch Kohlenstofffolien genügend Elektronen ausgelöst werden, sind in der Regel Ansprechwahrscheinlichkeiten von 1 für schwere Ionen möglich.

Mit dem System wurde ein Startdetektor - ähnlich dem von Gabor³⁵⁾ - aufgebaut³⁶⁾. Den Aufbau des Detektors - der auf dem Prinzip des Nachweises von Elektronen aus einer Kohlenstoffolie beruht - zeigt Fig. 17. Die Elektronen werden vom durchfliegenden Ion aus der Folie gelöst und durch ein Gitter zum Plate beschleunigt und verstärkt. Der verstärkte Elektronenpuls wird auf der Anode gesammelt und über ein 50Ω -Kabel ausgekoppelt. Die Impulse haben Anstiegszeiten von weniger als 1 ns und Breiten von 2-3 ns.

Mit einem von der Firma Bendix/Galileo³²⁾ gelieferten Typ mit einem Durchmesser von 25 mm wurde ein Detektor von 20 mm Durchmesser der empfindlichen Fläche aufgebaut. Die Folie des Systems steht unter 45° zur Strahlachse. Mit dem Detektor wurden Auflösungstests durchgeführt. Als optimale Zeitauflösung wurde mit einem Halbleiterzähler als Stoppedetektor ca. 160 ps für α -Teilchen und 120 ps für ^{16}O erreicht. Ein Massenspektrum der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al , 80,3 MeV, das mit dem System bei 2 m Laufstrecke und mit 450 mm^2 -Halbleiterzähler aufgenommen wurde, zeigt Fig. 18.

Da die Kosten für montiert gelieferte zweistufige Platten der Firma Bendix (Galileo-Optics)³²⁾ erheblich sind, wurden zwei billigere Einzelplatten der Firma Valvo/Philips³³⁾ versuchsweise gekoppelt. Durch entsprechende Andruckringe gelang es, relativ einfach ein vergleichbares System zu bauen, das zusätzlich den Vorteil besitzt, daß seine Abmessungen kleiner gehalten werden könnten als bei dem System mit Bendix-Platten. So konnte der Winkel zwischen Strahlachse und Folie auf 60° geändert werden, ohne den Abstand Folie-Platte

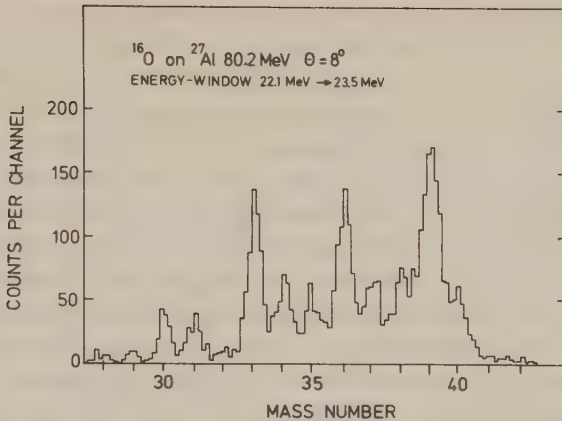


Fig.18: Schnitt durch ein Massenspektrum der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al bei 80,3 MeV

verlängern zu müssen. Die Verstärkung des Aufbaus ist der von Bendix-Platten mindestens gleichwertig, wenn nicht sogar überlegen, da durch verschiedene Kanaldurchmesser der Platten (Eingang 40μ Durchmesser, 2.Stufe 25μ Durchmesser) mehr Kanäle des zweiten Plates an der Verstärkung beteiligt werden und so gegebenenfalls Beschränkungen der Verstärkung durch Wandstromeffekte und Raumladungen im Einzelkanal wegfallen. Die Zeitauflösung der gekoppelten Platten liegt in der gleichen Größenordnung wie die der Bendix-Platten.

Ein Nachteil des Systems, der bei den hier beschriebenen Messungen jedoch nicht ins Gewicht fiel, ist die Schrägstellung der Kohlenstoffolie gegenüber dem Strahl. Bei den bisherigen Experimenten wurde die Folie nur mit 3 mm Durchmesser ausgeleuchtet; bei 45° entspricht das etwa 2 mm Laufstreckendifferenz, bei $\theta = 1$ MeV/N ergibt das etwa 200 ps Laufzeitdifferenz, die nur unwesentlich ins Gewicht fallen. Leuchtet man jedoch die gesamte Fläche von 20 mm Durchmesser aus, so ergibt sich eine Laufstreckendifferenz von ± 7 mm bezogen auf die Mittelachse und eine Laufzeitdifferenz von

± 500 ps bei 1 MeV/N. Es zeigt sich also, daß die Schrägstellung in irgendeiner Form kompensiert werden muß. Für kleine Differenzen wurde bisher der Halbleiter-Stopdetektor unter einen speziell für die Laufstrecke berechneten Winkel gestellt. Bei größeren Differenzen oder gegebenenfalls noch größeren Systemen mit 50 oder 75 mm Durchmesser ist das nicht mehr möglich. Es werden momentan mehrere Möglichkeiten der Abhilfe diskutiert. Eine im Augenblick bei uns in der Erprobung befindliche Möglichkeit ist, für einen gewissen Energiebereich der Ionen das Plate gegenüber der Folie zu neigen und so die Ionenlaufzeiten durch Elektronenlaufzeiten zu kompensieren. Weiter werden Möglichkeiten diskutiert, von der Anode ein Ortssignal zu extrahieren und damit die Laufzeit zu korrigieren oder die Folie senkrecht zu stellen und die Elektronen magnetisch auf Kreisbahnen abzulenken³⁷⁾. Eine Möglichkeit, mit zwei Plates gleichzeitig Ort und vom Ort unabhängiges Zeitsignal zu messen, hat Schneider³⁸⁾ entwickelt; allerdings erfordert diese einen wesentlich höheren technischen und elektronischen Aufwand.

4. Experimenteller Aufbau

Die Messungen der Winkelverteilung der schweren Restkerne in den Fusionsreaktionen zwischen ^{19}F und ^{27}Al und ^{16}O und ^{27}Al wurden am Flugzeitmeßstand des MP-Beschleunigers des MPI für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Der Beschleuniger ist ein Van-de-Graaff-Tandem-Beschleuniger mit einer maximalen Spannung von 12,5 MV. Für die hier beschriebenen Messungen wurden Spannungen zwischen 9 und 11,5 MV für ^{19}F entsprechend einer Energie von 63 MeV (Ladungszustand 6^+) und 92 MeV (Ladungszustand 7^+) bzw. 7,5 und 11,47 MV entsprechend 60 MeV (Ladungszustand 7^+) und 80,3 MeV (Ladungszustand 6^+) für ^{16}O benötigt. Die beschleunigten Ionen wurden in einem 90° -Magneten nach der Energie analysiert. Dieser Magnet übernimmt dabei auch die Energieremelung des Beschleunigers über eine Rückkopplung. Der Strahl, der nach dem 90° -Magneten eine Energiekonstanz von besser 1 Promille hat, wurde durch zwei Quadrupoldubletts - gegebenenfalls mit Hilfe von Steerern - in die Streukammer fokussiert.

Fig. 19 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Meßstandes mit Flugzeitteleskop. Er besteht aus einer kleinen Bandkammer mit angeflanschter

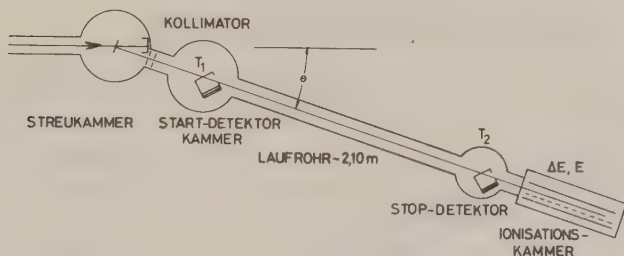


Fig. 19: Schema des experimentellen Aufbaus

Startdetektorkammer, an die sich das Laufrohr für die Flugzeitmessung anschließt. Der Abstand Target - Zeit-Null-Detektor beträgt etwa 30 cm, die Laufstrecke zwischen Zeit-Null-Detektor und Enddetektor 210 cm. Der Raumwinkel beträgt bei diesen Abmessungen für einen großen Halbleiterzähler (450 mm^2 Fläche) ca. $7 \cdot 10^{-5}\text{ sr}$.

The block diagram illustrates the control system for a gas turbine engine. It features several interconnected components and signal paths:

- Temperature Sensors:** T and T' provide input to TA blocks.
- Fuel Flow Control:** CFD blocks receive signals from TA and T' . The output of CFD is ΔE , which is fed into DEL (fuel valve) and TAC (air flow controller).
- Air Flow Control:** TAC blocks receive ΔE and T signals. The output of TAC is T_o , which is fed into GG (gas generator) and GA (gas analyser).
- Engine Control:** GG and GA provide input to STR (engine control unit). The output of STR is ET^2 , which is fed into BA (burner air controller) and SCA (speed control actuator).
- Gas Analyser:** The $ANALYSER$ block receives $\Delta E.E$ and ET^2 signals. It outputs $\Sigma 2$ and ND signals.
- Feedback and Control:** The GA block receives T and T_o signals. The output of GA is ET^2 , which is fed into BA and SCA . The output of BA is ET^2 , which is fed into STR . The output of SCA is ET^2 , which is fed into STR .

Die Elektronik, die bei diesen Experimenten verwendet wurde, sei anhand des Blockschaltbildes in Fig.20 für eine A-, Z-, E-Messung diskutiert. Sie läßt sich in drei Gruppen aufteilen:

- 32 -

- menverstärker (SUM) gibt dann bei richtiger Delay-Einstellung ein Signal proportional zu t ab.
- b) Die Energiemessung, in der das E_R und ΔE -Signal in Vor- und Hauptverstärkern (PA, LA), die speziell auf gleiche Verstärkung abgeglichen werden, verstärkt wird und in einem Summenverstärker zu $E = E_R + \Delta E$ addiert wird. Die E - und t -Signale werden dann
- c) der Multiplikationsstufe zugeführt. Hier wird in einer Analog-Multiplikationsstufe³⁹⁾ erst t^2 und dann $Et^2 \sim m$ gebildet; dabei sichern Gate-Generator (GG) und Gate (GA) die richtige zeitliche Zuordnung und das Abschneiden der Flanken, die bei nicht identischer Impulslänge verzerrt sind. Die Multiplikation wird durchgeführt, weil bei der Datenanalyse in einem 128x128-Kanal-Zweiparameter-Spektrum in der $E - (t_0 - t)$ -Darstellung die Zahl der Kanäle nicht ausreichen würde (vergl. Fig.21). Bei der Multiplikation entstehen in einem Et^2 gegen E aufgetragenen Zweiparameter-Spektrum waagerechte Geraden für m , so daß für den Massenbereich $m = 19$ bis $m = 46$ bei optimaler Einstellung eine Kanalzahl von 4 bis 4,5 Kanälen pro Masse zur Verfügung steht.

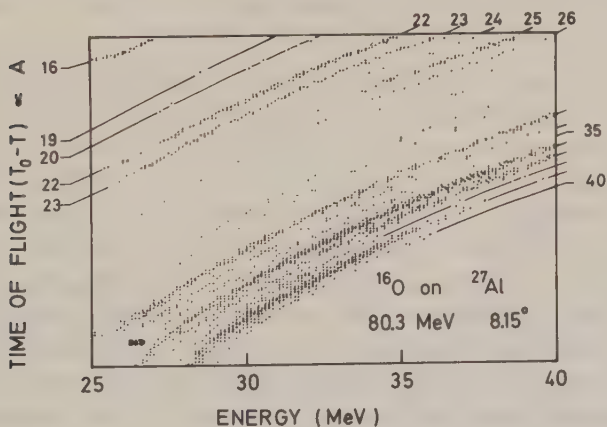


Fig.21: Ausschnitt aus einem Massenspektrum in $E - (t_0 - t)$ -Darstellung

Die sich anschließende Elektronik aus Biased Amplifier (BA) und Stretchern (STR) dient zur Auswahl des zu analysierenden Bereiches und zur Sicherung der Koinzidenz-Bedingungen. Der Rechner $\Sigma 2$ wurde zur Dreiparameteranalyse und der ND3300-Analysator wurde zur parallelen Aufnahme von Zweiparameter-Spektren benutzt.

Beim Einsatz des Teleskops ohne Ionisationskammer, d.h. mit Halbleiterzähler, vereinfacht sich die Elektronik, da E- und t-Signal vom gleichen Detektor kommen und natürlich der ΔE -Zweig und damit die Summenbildung fortfällt. In diesem Fall wurde nur der ND3300-Analysator benutzt.

Mit diesem System wurden Winkelverteilungen im Bereich zwischen 3° und 22° Laborwinkel aufgenommen. Dabei ergaben sich einige Schwierigkeiten: Bei sehr kleinen Winkeln, d.h. $\Theta_L \leq 3^\circ$, wird die Intensität der elastischen Linie sehr groß, so daß Strahlstromstärken von üblicherweise 50-100 nA auf weniger als 10 nA reduziert werden mußten, um die Zählrate in der Größenordnung zu halten, die für die Elektronik zu verarbeiten ist. Dabei steigt die Meßzeit für eine auswertbare Compoundkern-Statistik extrem an, da das Verhältnis Compoundkern-Zählrate/ elastische Zählrate sehr klein wird. Es werden im wesentlichen elastische Ereignisse analysiert.

Zusätzlich mußte ein spezieller Kollimator in den Eintrittsflansch der Startdetektorkammer gesetzt werden. Ein Grund hierfür war, den Anteil an Randstreuung und Blendenstreuung aus dem direkten Strahl klein zu halten, da bei kleinen Winkeln der direkte Strahl in der Nähe - zum Teil sogar im Innern - des Durchtritts zur Startdetektorkammer gestoppt wird. Ein Einfangen mit dem Faraday-Cup ist bei diesen Vorwärtswinkeln nicht möglich, da dieser den zu messenden Winkel abschatten würde. Zusätzlich wurde mit diesem Kollimator der extrem hohe Anteil von Elektronen, die von Strahlteilchen im Target und an den Wänden erzeugt werden und in die Startdetektorkammer gelangen, ausgeblendet, da diese den Detektor durch Erhöhung des Untergrundes empfindlich stören können. Zu diesem Zweck war der Kollimator mit Magneten versehen, die mit zwei entgegengesetzt gerichteten, näherungsweise homogenen Feldern zwar die Elektronen abhielten, jedoch

für die hochgeladenen schweren Ionen keine Ablenkung, sondern höchstens einen minimalen Parallelversatz brachten. Die 0° -Richtung des Strahls, die bei der Benutzung von Quadrupolen und Steerern bei der Fokussierung nicht mit der 0° -Achse des Spektrometeraufbaus identisch sein muß, wurde bei diesen Messungen durch eine rechts/links-Messung und den Vergleich der elastischen und der Compoundzählraten festgestellt. Es ergab sich bei einigen Messungen eine Korrektur bis zu $0,2^\circ$.

5. Experimentelle Ergebnisse

Ziel der Experimente war die Messung der Massenverteilung der schweren Reaktionsprodukte in Reaktionen zwischen ^{19}F bzw. ^{16}O und ^{27}Al -Targetkernen. Gemessen wurde bei Einschüßenergien von 63,2, 76 und 92 MeV für ^{19}F und 60 und 80,3 MeV für ^{16}O . In der Reaktion 92 MeV ^{19}F auf ^{27}Al wurde auch die Abhängigkeit des Restkernwirkungsquerschnittes von der Ordnungszahl Z bestimmt.

Unter schweren Reaktionsprodukten werden hier die Produktkerne mit Massenzahlen nahe der Summe von Projektil- und Targetmasse verstanden. Sie entstehen aus Fusionsprozessen. Die dabei gebildeten Compoundkerne (^{46}Ti für ^{19}F und ^{43}Sc für ^{16}O -Strahl) sind sehr hoch angeregt (bis 80 MeV). Sie zerfallen infolgedessen unter Emission mehrerer Neutronen, Protonen, α -Teilchen und γ -Quanten. Die dadurch entstehenden Restkerne werden im Experiment nachgewiesen. Ihre Bildung durch direkte Reaktionen ist sehr unwahrscheinlich. Bisher ist der Transfer von mehr als vier Nukleonen in solchen Reaktionen überhaupt nicht oder nur mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt beobachtet worden. Die Annahme eines direkten Reaktionsmechanismus wäre auch inkonsistent mit den gemessenen Energiespektren und Winkelverteilungen.

Fig. 22 zeigt die Reaktionskinematik für eine Fusionsreaktion. Der

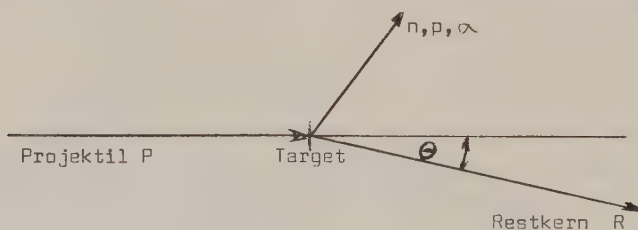


Fig.22:Kinematik der Fusionsreaktion

Compoundkern wird dabei im Target gebildet und erfährt einen Rückstoß in der 0° -Richtung. Die Rückstoßenergie - berechnet nach

$E_{\text{Rückstoß,CN}} = \frac{M_P}{M_P + M_T} \cdot E_P$ - wird in Tabelle 5 für die verschiedenen Reaktionen angegeben. Diese Rückstoßenergie verändert sich

Tabelle 5: Rückstoßenergien der Compoundkerne

^{19}F auf ^{27}Al

$E_{\text{Projektil}}$	63 MeV	76 MeV	92 MeV
$E_{\text{Rückstoß}}$	26 MeV	31,4 MeV	38 MeV
$(E/M_{\text{CN}})_{\text{Rückstoß}}$	0,56 MeV/amu	0,68 MeV/amu	0,83 MeV/amu

^{16}O auf ^{27}Al

$E_{\text{Projektil}}$	60 MeV	80,3 MeV
$E_{\text{Rückstoß}}$	22,3 MeV	29,8 MeV
$(E/M_{\text{CN}})_{\text{Rückstoß}}$	0,52 MeV/amu	0,69 MeV/amu

beim Verlassen der verwendeten 100 bis 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Targets kaum. Der Kern regt sich in einer im Vergleich zur Flugzeit sehr kurzen Zeit durch Teilchen- und α -Emission ab. Das bedeutet, daß die Abregung noch im Target stattfindet. Durch die Teilchenemission erfährt der Kern einen Rückstoß, der ihn aus der 0° -Richtung ablenkt und damit für ein Zählerexperiment nachweisbar macht. Betrachtet man die Kinematik der Restkernabdampfung (vergl. Fig.23), so liegen die

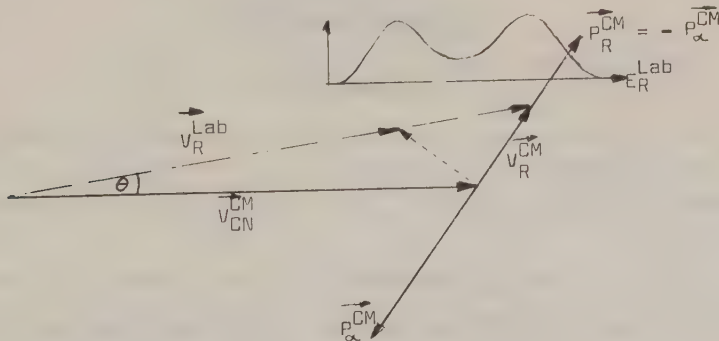


Fig.23: Kinematik der Restkernabdampfung

Spitzen der Geschwindigkeitsvektoren des Restcompoundkernes im Laborsystem auf einem Kreis mit dem Radius des CM-Geschwindigkeitsvektors des Restkerns. Der Mittelpunkt dieses Kreises ist die Spitze des Geschwindigkeitsvektors des Compoundkernes. Das bedeutet, daß für einen festen Ablenkwinkel des Restkerns R zwei Vektoren - und damit zwei mögliche Energien - für den Restkern wegen der verschiedenen Abdampfungsrichtungen des leichten Teilchens existieren. Da die Winkelverteilung der abgedampften leichten Teilchen im wesentlichen symmetrisch zu 90° ist, sollten beide Energien bei kleinem Ablenkwinkel θ etwa mit gleicher Intensität im Spektrum erscheinen. Man findet diesen Effekt in den Energiespektren der Massen, die durch Abdampfung eines α -Teilchens entstanden sind (vergl. Fig. 28, 29). In Tabelle 6 sind die mittleren Ablenkwinkel für die Abdampfung von Nukleonen und α -Teilchen zusammengestellt. Dabei sind die mittlere kinetische Energie eines Nukleons mit 5 MeV und die eines α -Teil-

Tabelle 6: Mittlere Ablenkwinkel (in Grad) für Nukleonen und α -Emission

^{19}F auf ^{27}Al

E/MeV	abgedampfte Teilchen						
	1N	2N	3N	4N	5N	1 α	2 α
92	3,1	4,3	5,3	6,1	6,8	8,7	13,0
76	3,4	4,8	5,9	6,8	7,6	9,6	14,4
63,2	3,7	5,3	6,4	7,4	-	10,5	15,8

^{16}O auf ^{27}Al

80,3	3,6	5,1	6,2	7,2	-	10,2	15,1
60	4,1	5,9	7,2	-	-	11,2	17

chens mit 10 MeV angenommen. Die mittlere Energie des Restkerns E_R , d.h. der Schwerpunkt des Energiespektrums eines Restkerns, liegt - Symmetrie der Abdampfung um 90° und kleine Ablenkwinkel vorausgesetzt - bei

$$E_R = \frac{A_R}{A_{CN}} \cdot E_{CN}$$
, wenn v_{CN} ungefähr v_R ist. Ein typisches Zweiparameter-Massenspektrum der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV und ^{16}O auf ^{27}Al bei 80 MeV zeigen die Figuren 24 und 25. Im 92 MeV-Spek-

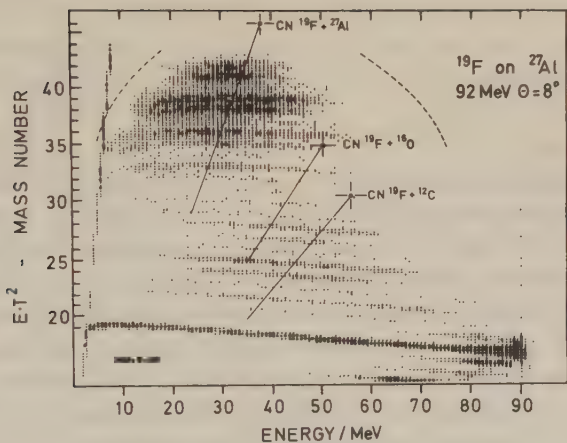


Fig.24: Massenspektrum der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV. Die Energieschwerpunkte der Restkerne der verschiedenen Reaktionen sind durch Geraden markiert.

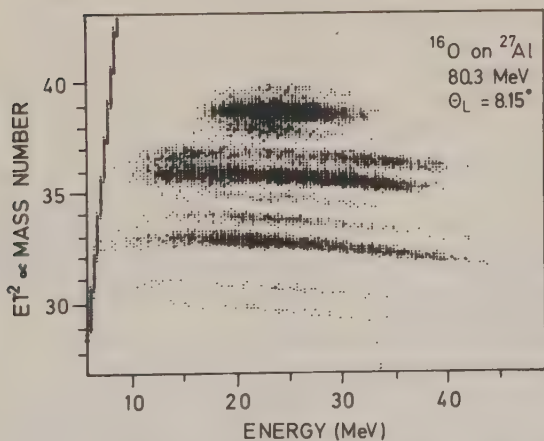


Fig.25: Massenspektrum der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al bei 80,3 MeV.

trum sind die Geraden für E_R der Produkte aus den verschiedenen Reaktionen eingezeichnet. Neben den erwarteten Reaktionsprodukten sind zwei weitere Gruppen im Massenbereich $m < 30$ aus Reaktionen an Targetverunreinigungen von ^{16}O und ^{12}C zu erkennen; es handelt sich um Compoundrestkerne aus den Reaktionen ^{19}F auf ^{16}O , ^{12}C (vergl. Fig.24).

Bei der Datenanalyse wurden aus diesen Spektren mit Hilfe eines Computerprogramms die Massenverteilungen der Restkerne für jeden gemessenen Winkel bestimmt. Die Massenlinien der Spektren werden durch Polygonzüge angepaßt (siehe Fig.26). Die Zuordnung der Massen geschieht in der Regel durch Abzählen von der elastischen Linie aus. Durch Projektion auf die Energieachse erhält man für jede Masse ein Energiespektrum. Diese Spektren werden bezüglich des Untergrundes an Targetverunreinigungen und der unteren Nachweisgrenze für sehr kleine Energien (elektronische Schwellen) korrigiert.

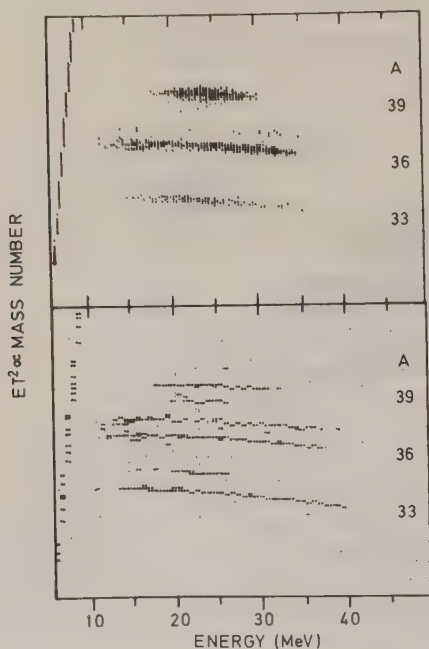


Fig.26:
Trennlinien für die Analyse
der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al bei
80,3 MeV. Im unteren Teil
sind die relativen Maxima der
Massenlinien dargestellt.

Die Figuren 27 und 28 zeigen die durch Projektion erhaltenen Energiespektren der Restkerne aus den Reaktionen ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV und ^{16}O auf ^{27}Al bei 80,3 MeV - jeweils für einen festen Winkel. Die kinematischen Grenzenenergien sind als Pfeile eingezeichnet; (die Grenzenenergien wurden dabei unter der Voraussetzung, daß alle abgedampften Teilchen die gleiche Richtung haben, errechnet). Die elektronischen Schwellen sind durch gestrichelte Linien angegeben. Zusätzlich sind die Schwerpunkte der Energiespektren der Restkernmassen für die Reaktionsprodukte und die der Targetverunreinigungen eingetragen. Es handelt sich bei den Spektren um nicht korrigierte Rohdaten. Es zeigt sich, daß trotz der verschiedenen Eingangskanäle die Energiespektren der Reaktionen - auf Grund gleicher oder ähnlicher Zerfallsart - durchaus ähnlich sind. Die Energiespektren seien anhand der 80,3 MeV ^{16}O auf ^{27}Al - Daten kurz diskutiert. Es sind drei Gruppen von Spektrenformen zu unterscheiden:

1) Spektren, die zu reiner Nukleonenemission gehören:

Der Massenschwerpunkt dieser Restkerne liegt bei der Masse 39. Diese Spektren haben ein relativ scharfes Maximum um die mittlere Rückstoßenergie, da die Energie des Restkerns durch den Rückstoß der Nukleonen nur gering beeinflußt wird.

2) Spektren mit $1\alpha(1-3)\text{N}$ -Emission:

Der Massenschwerpunkt liegt hier bei $m = 36$ ($\text{CN}-\alpha, 3\text{N}$). Die Spektren haben - wie zu Beginn dieses Kapitels diskutiert - auf Grund der Emissionskinematik eine Struktur mit zwei Maxima. Diese Struktur wird durch die Nukleonenemission verbreitert und ausgewaschen.

3) Spektren mit $2-3\alpha$ + Nukleonen-Emission:

In diesem Fall verschmieren die Überlagerungen der Rückstoßeffekte der α -Teilchen die in 2) diskutierte Energiestruktur, und man beobachtet ein breites, strukturloses Spektrum (hier etwa ab $m = 35$).

Im Spektrum der Massen $m = 29$ und 28 sind die Produkte der Reaktion ^{16}O auf ^{16}O im Energiebereich 30 bis 40 MeV als Peaks erkennbar; die Schwerpunktsenergien sind markiert. Die Energien der gemessenen Reaktionsprodukte liegen deutlich innerhalb der kinematischen Grenzenenergien, die für Alignment aller emittierten Teilchen errechnet

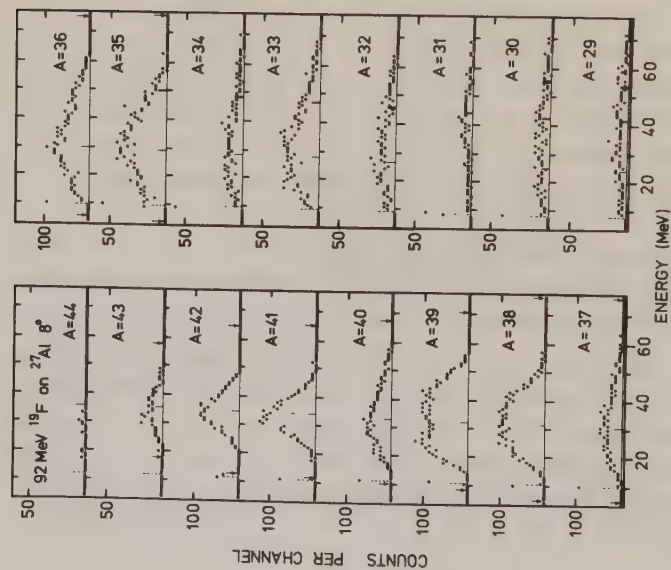


Fig. 27: Energiespektren der Restkerne der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei $\Theta = 8^\circ$.
92 MeV

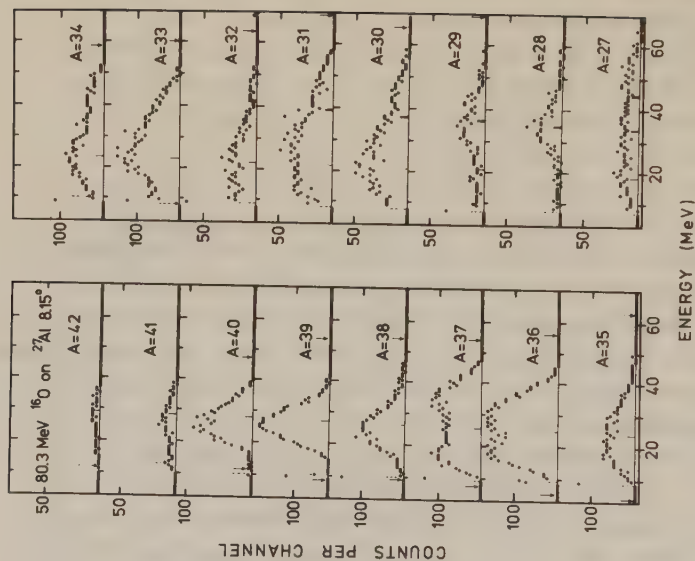


Fig. 28: Energiespektren der Restkerne der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al bei $\Theta = 8.15^\circ$.
80,3 MeV

wurden. Diese Energiespektren wurden für jede Masse aufintegriert. Man erhält für jeden Winkel eine Massenverteilung. In Fig.29 sind die Massenverteilungen einiger Winkel der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV dargestellt.

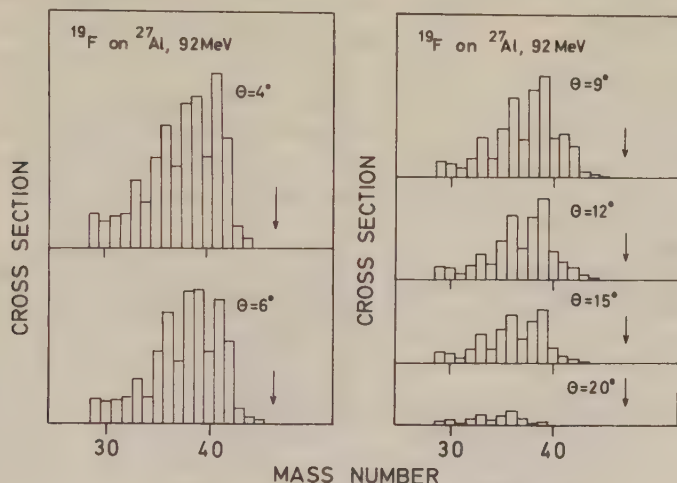


Fig.29: Form der Massenverteilungen für einige Winkel. Die Daten sind untereinander relativ normiert.

In der Darstellung der Winkelverteilungen in Fig.30 werden die Unterschiede in der Auslenkung besonders deutlich. Für die Nukleonenemission zeigt die Winkelverteilung einen schmalen Peak mit einem Maximum bei 5° , der schnell zu größeren Winkeln abfällt. Bei Restkernen, bei denen ein α -Teilchen mitemittiert wird, wird die Winkelverteilung breiter, das Maximum liegt bei etwa 10° , während bei 2-3 α -Emission das Maximum bei $12-14^\circ$ liegt. Die Winkel stimmen mit den in Tabelle 6 angegebenen mittleren Ablenkwinkeln überein. Es sei darauf hingewiesen, daß es sich bei der Auftragung der Winkelverteilungen um den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für jede Masse handelt, also kleine Winkel unterdrückt und große Winkel angehoben werden. Auf Grund dieser Auftragung strebt der Wirkungsquerschnitt am Ursprung gegen 0, da

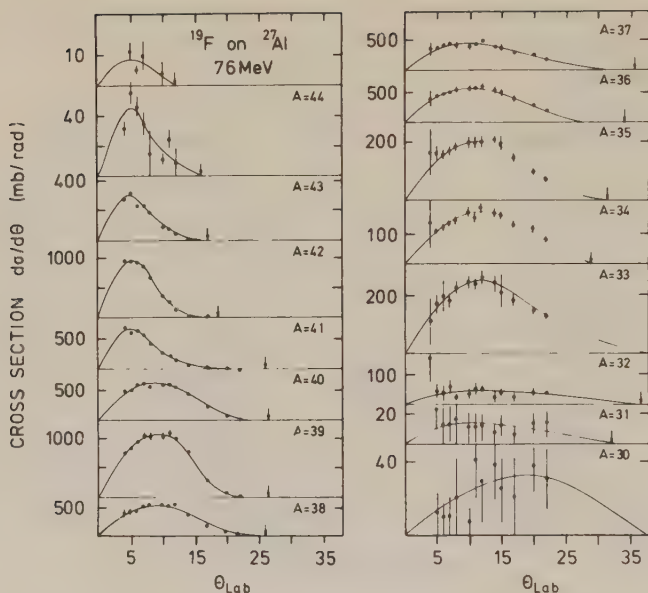


Fig.30: Winkelverteilungen der Restkerne aus der Reaktion
76 MeV ^{19}F auf ^{27}Al .

$2\pi \sin\Theta (d\tilde{\sigma}/d\Omega) = d\tilde{\sigma}/d\Theta$ für endliches $d\tilde{\sigma}/d\Omega$ bei kleiner werdendem Θ gegen 0 strebt. So ist eine Extrapolation des Wirkungsquerschnittes für Winkel zwischen 0 und 3° möglich. Die Winkelverteilungen sind im Rahmen der gemessenen Winkelauflösung vollkommen glatt. Die in die Winkelverteilungen eingezeichneten Grenzwinkel wurden für Alignment der Teilchen mit Benutzung des Q-Wertes der Einzelabdampfungen bestimmt.

Die Winkelverteilungen wurden unter Berücksichtigung des Bereiches 0 bis 4° und einem extrapolierten Anteil für $\Theta > 24^\circ$ bis zum Grenzwinkel numerisch aufintegriert, um den Wirkungsquerschnitt $d\tilde{\sigma}/dm$ für eine winkelunabhängige Massenverteilung zu erhalten. Auf Grund der Extrapolation muß bei dieser numerischen Integration mit einem Fehler von etwa 5 % gerechnet werden.

Die erhaltenen Daten wurden für alle Winkel auf den Targetstrom relativ normiert. Die Absolutnormierung wurde anhand der mitgemessenen elastischen Streuung durch Vergleich mit Rechnungen nach dem optischen Modell mit dem Programm ABACUS⁴⁰⁾ durchgeführt. Dabei wurden Normierungsfaktoren durch Vergleich der theoretischen Streuquerschnitte mit der gemessenen elastischen Streuung gewonnen. Hierfür wurden Winkel gewählt, bei denen einerseits $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth} > 0,1$ war, bei denen andererseits aber die elastische Streuung an Targetverunreinigungen abgetrennt werden konnte. Der Fehler bei der Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte liegt bei etwa 10 %.

Die Figuren 31 und 32 zeigen die Restkernmassenverteilungen der Reaktionen ^{16}O auf ^{27}Al und ^{19}F auf ^{27}Al . Für die winkelintegrierte

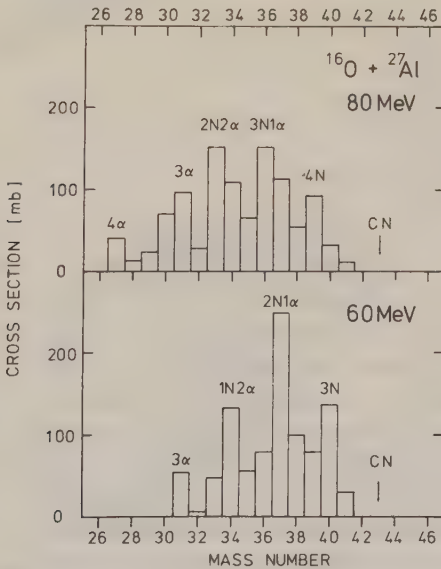


Fig.31: Integrierte Massenverteilung der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al .

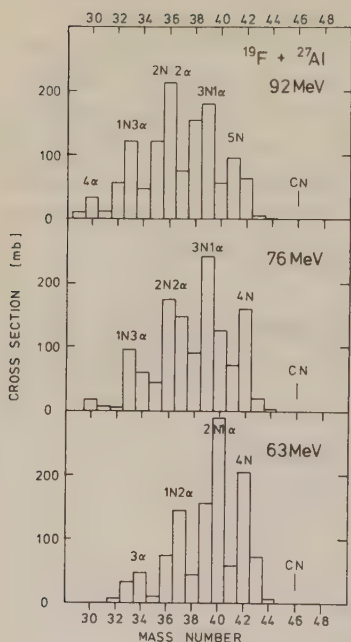


Fig.32:
Integrierte Massenverteilung der
Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al .

Massenverteilung ist die typische Struktur erhalten geblieben (vergl. Fig.29). Mit wachsender Einschüßenergie verschieben sich entsprechend der Einzelmassenverteilung die Maxima zu leichteren Massen. Die Massenverteilungen werden mit wachsender Einschüßenergie - dies entspricht zunehmender Anregungsenergie - breiter, da mit höherer Anregungsenergie mehr Teilchen abgedampft werden können. Die Massenverteilungen ^{19}F auf ^{27}Al und ^{16}O auf ^{27}Al sehen sehr ähnlich aus; zu vergleichen wäre etwa 76 MeV ^{19}F und 80 MeV ^{16}O bzw. die 63 und 60 MeV-Daten in ihrer Struktur. Im Bereich der durch $\alpha(2-3)N$ und $2\alpha(1-2)N$ -Emission entstandenen Massen sind die Strukturen vollkommen gleich. Eine genauere Diskussion der Massenverteilungen wird in Kap. 6 durchgeführt.

In einer zusätzlichen Messung wurde die Z-Verteilung der Reaktionsprodukte der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV untersucht. In Fig.33 ist ein $\Delta E/E$ -Spektrum dieser Reaktion dargestellt. Es zeigt, daß die ΔE -Auflösung der Kammer für eine Z-Identifizierung in diesem Bereich prinzipiell ausreichend ist. Fig. 34 zeigt das zugehörige $E-E^2$ -Massenspektrum dieser Messung. Das Bild sieht ungewöhnlich

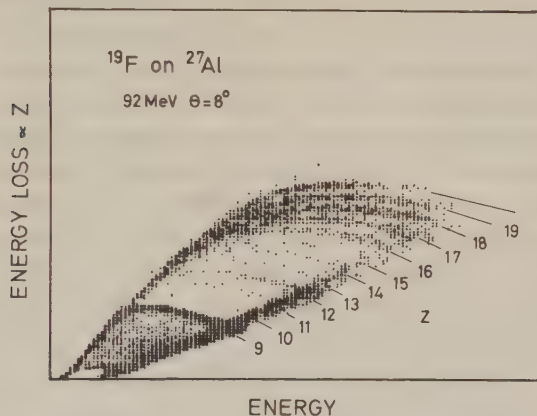


Fig.33: ΔE -E-Spektrum der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV und $\Theta = 8^\circ$.

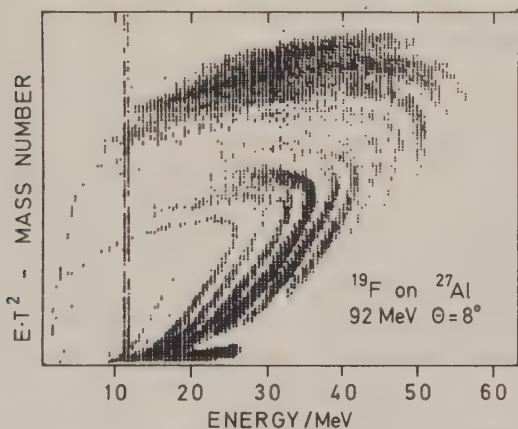


Fig.34: Massenspektrum der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV und $\Theta = 8^\circ$, gemessen mit Flugzeitleteleskop aus zwei Channelplates und Ionisationskammer.

aus, da die leichten Massen auf Grund des dynamischen Bereiches der Ionisationskammer - der Gasdruck wurde für die Compoundkerne der Reaktion eingestellt - durchgelaufen sind und nicht ihre gesamte Energie E gemessen wurde. Damit wird E und $E t^2 \sim m$ zu klein und die Massenlinien knicken nach links und unten ab. Bei diesen abknickenden Massen handelt es sich um Produkte aus der Reaktion ^{19}F auf ^{12}C , die am Kohlenstoff der Targetverunreinigung auftritt.

Die Restkerne der Reaktion können nur oberhalb einer bestimmten Energie nach Z aufgelöst werden, weil ihre Energie zum Teil zu gering ist, um den Bereich der ΔE -Meßplatte zu verlassen. Aus diesen Gründen wurde nur ein Streifen konstanter Energie im Bereich von 33 - 46 MeV ausgewertet. Auf Grund der bekannten Energieverteilung der Massen im gleichen Winkel wurde dann - unter der Annahme, daß die Z -Verteilung einer Masse nicht von der Energie abhängt - auf die Z -Verteilung der Gesamtmassenverteilung zurückgeschlossen.

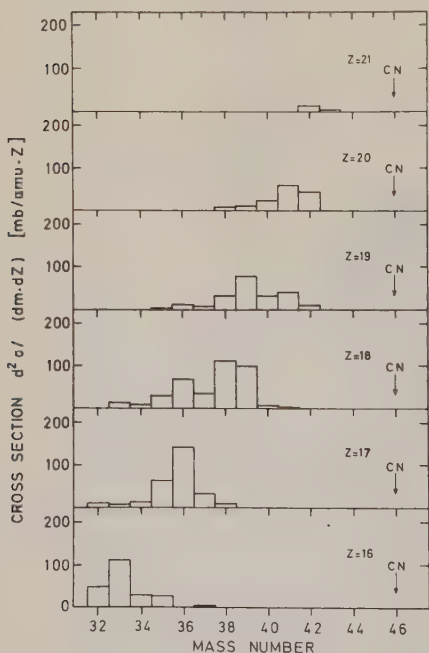


Fig.35:
Massen- und Z -Verteilung der
Reaktionsprodukte der Reaktion
 ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV.

wegen der schlechten Statistik in den Spektren und der Art der Extrapolation muß bei dieser Auswertung ein Fehler in den Daten in der Größenordnung von 20-30 % angesetzt werden. Die Meßergebnisse zeigt Fig.35.

In Tabelle 7 sind die durch Summation der Wirkungsquerschnitte erhaltenen Fusionsquerschnitte der untersuchten Reaktionen im Vergleich zu den Reaktionsquerschnitten, die aus optischen Modellrechnungen mit dem Programm ABACUS⁴⁰⁾ erhalten wurden, dargestellt. Dabei wurden Potentiale aus der Literatur⁴¹⁾ benutzt. Es zeigt sich bei beiden Reaktionen ein relativer Abfall des Fusionsquerschnittes mit wachsender Einschußenergie.

Tabelle 7: Fusions- und Reaktionsquerschnitte

^{19}F auf ^{27}Al

	63 MeV	76 MeV	92 MeV
$\sigma_R(\text{O.M.})$	1320 mb	1480 mb	1610 mb
$\sigma_{\text{CN}}(\text{exp})$	1150 ± 200 mb	1250 ± 100 mb	1250 ± 100 mb
$\sigma_{\text{CN}}/\sigma_R$	87 %	84,5 %	78 %

^{16}O auf ^{27}Al

	60 MeV	80 MeV
$\sigma_R(\text{O.M.})$	1370 mb	1560 mb
$\sigma_{\text{CN}}(\text{exp})$	970 ± 100 mb	1050 ± 100 mb
$\sigma_{\text{CN}}/\sigma_R$	71 %	67,5 %

Im folgenden sollen die ^{16}O auf ^{27}Al -Fusionsquerschnitte mit Daten aus der Literatur verglichen werden. - Für ^{19}F auf ^{27}Al fehlen entsprechende Vergleichsdaten. Fig. 36 zeigt eine Zusammenstellung aller Fusionsquerschnitte im Vergleich zum Reaktionsquerschnitt.

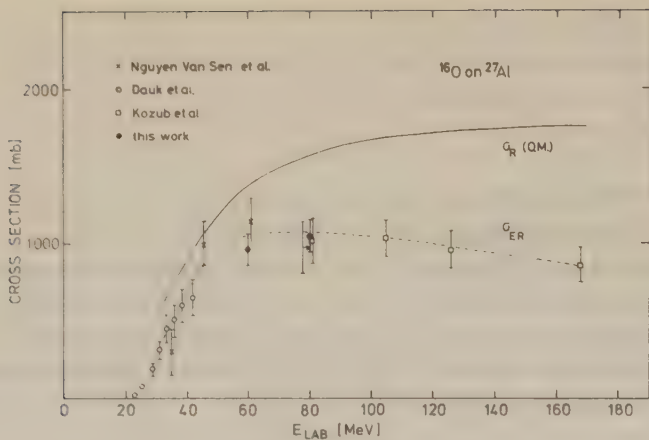


Fig.36: Fusionsquerschnitte und Reaktionsquerschnitte der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al .
(Zitate: vergl. Text)

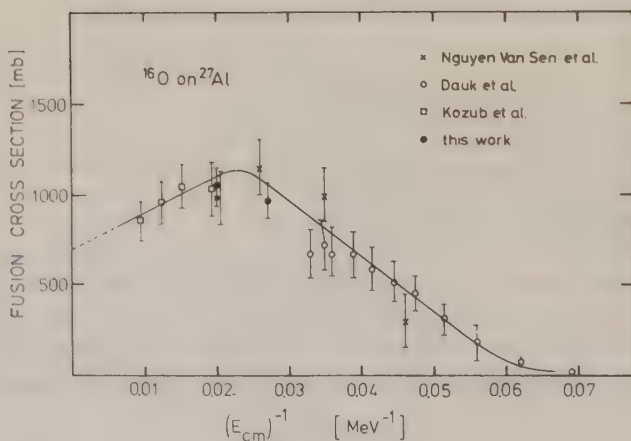


Fig.37: Fusionsquerschnitte der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al .
(Diskussion: vergl. Text)

Die niederenergetischen Daten nach Dauk et al.⁴²⁾ sind durch γ -spektroskopische Untersuchungen gewonnen, die restlichen Daten (Nguyen Van Sen et al.⁴³⁾ und Kozub et al.⁴⁴⁾ mit Ausnahme der in dieser Arbeit beschriebenen durch $\Delta E/E$ -Messungen mit einem ΔE -Proportionalzähler und einem Halbleiterdetektor. Es zeigt sich, daß die in dieser Arbeit gemessenen Fusionsquerschnitte mit den vorhandenen Daten gut übereinstimmen. In Fig. 37 sind die Fusionsquerschnitte aus Fig. 36 gegen $1/E_{CM}$ aufgetragen. Nach Glas und Mosel⁴⁵⁾ lassen sich aus dieser Auftragung die kritischen Radien und Wechselwirkungsbarrieren ermitteln: Für niedrige Energie ergibt sich

$$\sigma_{Fus} = \pi R_B^2 \cdot (1 - V_B/E_{CM}) \quad 45)$$

für den Fusionswirkungsquerschnitt mit R_B = Abstand an der $L = 0$ Barriere und V_B = Höhe dieser Barriere. Im Grenzfall für hohe Energien gilt ein entsprechender Zusammenhang:

$$\sigma_{Fus} = \pi R_{cr}^2 \cdot (1 - V_{cr}/E_{CM}) \quad 45)$$

mit R_{cr} = kritischer Radius und V_{cr} = Potential an der Stelle R_{cr} . Das bedeutet, daß in der $1/E_{CM}$ -Darstellung in den Grenzfällen für hohe bzw. niedrige Energie zwei Geraden zu erwarten sind. Die in Fig. 37 eingezeichnete Kurve wurde nach der in ⁴⁵⁾ angegebenen Funktion für die Energieabhängigkeit des Fusionsquerschnittes über den ganzen Energiebereich berechnet. Als Parameter wurde dabei $R_B = 7,745$ fm, $V_B = 16,372$ MeV, $R_{cr} = 4,72$ fm $\hat{=} r_{cr} = 0,855$ fm und $V_{cr} = -28,6$ MeV benutzt. Sie wurden aus den oben angeführten Zusammenhängen abgeleitet. Es zeigt sich mit diesen Parametern insgesamt eine gute Übereinstimmung der Meßdaten mit der Kurve; dabei wurden jedoch die über γ -Messungen bestimmten Daten ⁴²⁾ im Bereich $1/E_{CM} = 0,0325 - 0,0375$ MeV⁻¹ weniger berücksichtigt, da sie eine eindeutige Tendenz zur Unterschätzung der Fusionsquerschnitte haben.

6. Interpretation der Massenverteilungen der Fusionsprodukte

6.1 Qualitative Diskussion

Die in Kap. 5 gezeigten Massenverteilungen der Verdampfungsrestkerne (Fig. 31 und 32) spiegeln die Intensität der verschiedenen Zerfallsarten des Compoundkerns wieder. Sie zeigen, wie bereits in Kap. 5 angesprochen, eine ausgeprägte Struktur, bei der in der Regel jede dritte Masse ein relatives Maximum darstellt. Diese Form wurde auch von anderen Autoren in den Systemen ^{19}F auf ^{12}C , ^{13}C 46) sowie ^{16}O auf ^{12}C , ^{16}O 47) und ^{16}O auf ^{27}Al 42) beobachtet.

Die Verteilungen werden mit wachsender Einschußenergie breiter und zeigen bevorzugt Massen, die durch multiple α -Emission entstehen. In den Figuren 31 und 32 sind bei den Maxima jeweils die emittierten Teilchen angegeben, etwa $3\text{N}1\alpha$ für die Masse 39 der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 76 MeV. Diese Zuordnung erfolgt im wesentlichen nach kinematischen Gesichtspunkten:

- a) Aus der Form der Winkelverteilungen, die zur betreffenden Masse gehört, kann man auf die Zahl der α -Teilchen in der Emissionskaskade schließen. Dies wurde bereits im Zusammenhang mit der Kinematik dieser Reaktionen in Kap. 5 diskutiert. Zusätzliche Information darüber erhält man aus der Form der Energiespektren.
- b) Die mittlere Zahl der insgesamt vom Compoundkern emittierten Teilchen ist ganz wesentlich durch dessen Anregungsenergie bestimmt. Diese sind in Tabelle 8 angegeben. Der Energieaufwand pro emittiertem Teilchen setzt sich aus dessen Separationsenergie vom Kern und der kinetischen Energie zusammen. Die Separationsenergien sind in diesem Massenbereich sowohl für Nukleonen wie für α -Teilchen von der Größenordnung 9-10 MeV. Die kinetische Energie jedoch wird für α -Teilchen im Mittel etwas höher als für Nukleonen sein, einmal wegen der Coulombbarriere, zum anderen, weil sie bevorzugt mit größeren Bahndrehimpulsen emittiert werden.

In der Reaktion 76 MeV ^{19}F auf ^{27}Al , in der der Compoundkern eine Anregungsenergie von 70 MeV erhält, ist es vernünftig anzunehmen, daß im Mittel 4 Teilchen emittiert werden. Damit werden $4 \cdot 10$ MeV Separationsenergie und $4 \cdot 5$ MeV kinetische Energie verbraucht. Etwa

Tabelle 8: Anregungsenergien und maximale Drehimpulse der Compoundkerne ($L_{\max}$ wurde aus σ_{CN} mit dem sharp-cutoff-Modell berechnet)

	E/MeV	E_{CM} /MeV	E_{Anregung} /MeV	$L_{\max}/\hbar$
^{19}F auf ^{27}Al	63	37	62,4	26,5
Q-Wert: + 25,4 MeV	76	44,6	70	30,4
	92	54	79,4	33,5
^{16}O auf ^{27}Al	60	37,7	51,7	23,2
Q-Wert: + 14 MeV	80	50,2	64,2	28

10 MeV werden durch γ -Emission von der Teilchenschwelle bis zum Grundzustand abgeführt. Der charakteristische Abstand von 3 Masseneinheiten zwischen den relativen Maxima der Massenverteilung (vergl. Fig. 32) kommt dann durch die verschiedenen Kombinationen von α -Teilchen und Nukleonen in der Zerfallskette zustande. Die in anderen Massenverteilungen ab und zu auftretenden geringen Abweichungen von dieser Regel hängen mit den etwas unterschiedlichen kinetischen Energien von Nukleonen und α -Teilchen zusammen.

Die bisher durchgeführten Überlegungen zu den Massenverteilungen gestatten zwar, das Auftreten der Strukturen in den Massenverteilungen zu erklären, lassen jedoch keine Aussage über die relative Intensität der einzelnen Zerfallsketten zu. Betrachtet man die reine Nukleonenemission in den gemessenen Spektren, so zeigt sich, daß der durch xN-Emission gebildete Wirkungsquerschnitt bei beiden Reaktionen stark mit wachsender Einschußenergie zurückgeht, während der Fusionsquerschnitt näherungsweise konstant bleibt (vergl. Tabelle 7). Der Grund kann nicht in einem Abnehmen der Nachweiswahrscheinlichkeit des Meßsystems wegen zu kleiner Ablenkwinkel liegen, denn die mittleren Ablenkwinkel (vergl. Tabelle 6) liegen auch für höhere Energien durchaus noch im Meßbereich des Teleskops. Bei Anwendung der statistischen Theorie sollte das Verhältnis zwischen Nukleonenabdompfung und α -Abdompfung auf Grund der Spin- und Isospinfreiheitsgrade etwa 4:1 betragen, wenn man annähernd gleiche Separationsener-

die und Drehimpuls nach der Lebensdauer konstant. Bei einer vierstufigen Zerfallskette sollte also der Anteil von α -Teilchen-Abstrahlung für die α -Emission etwa $0,5 \times 10^{-4}$ betragen. Die Coulombbarriere für die α -Teilchen sollte das Verhältnis noch vergrößern. Diese Überlegungen stehen im Widerspruch zu den Meßergebnissen, die eine verstärkte α -Emission ausgerechnet für solche Ketten zeigen.

Der Grund für diese Eigenart liegt an einem Drehimpuls, mit dem die Gesamtkerne in ihrem Schwingungszustand produziert werden (vergl. Tabelle 2). Diese Drehimpulse, deren Maximalwerte bei der ersten Isomerie in der Nähe der Vrost-Drehimpulse liegen, können im Erfolgsfall der Gesamtkerne abgeführt werden. Da außerdem im Gegensatz zu α -Teilchen nur einen geringen Drehimpuls abführen können und γ -Quanten bei hohen Anregungsstufen bei in diesem Bereich starker Abbremsung beitragen, steuert die Drehimpulskontrolle der Kerne die Verzweungsverhältnisse zwischen α -Teilchen- und Ausstrahlung bei der Teilchenemission. Hierin kann man sich folgendes qualitative Bild machen:

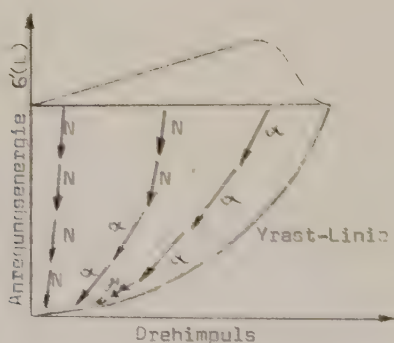


Fig. 36: Skizze zur Prinzipiellen Darstellung der Verzweigungsketten.

energie bei diesen Messungen nicht möglich ist. In diesem Rahmen lassen sich nur Aussagen und Vergleiche anhand von Modellrechnungen machen. Die Ergebnisse einer solchen Modellrechnung, die mit dem Programm Cascade^{48,49)} durchgeführt, und deren Ergebnisse mir von Herrn Pühlhofer freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden, sollen in diesem Zusammenhang im nächsten Abschnitt dargestellt werden.

6.2 Rechnungen nach dem Verdampfungsmodell

Da die Rechnungen nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, soll das Prinzip hier nur kurz skizziert werden. Es wird davon ausgegangen, daß der Kern bei der Bildung das statistische Gleichgewicht erreicht, somit also die Compoundkerntheorie angewendet werden kann. Die zur Anwendung des Hauser-Feshbach-Formalismus nötige Energiemittelung ist hier durch die Energieverschmierung im Target ($\Delta E \approx 500 \text{ keV}$) gegeben. Das Programm berechnet für jede der angenommenen Zerfallsmöglichkeiten (n , p , α , γ -Zerfall) ausgehend von der Anregungsenergie und der Drehimpulsverteilung des Mutterkernes die Besetzung der jeweiligen Folgekerne. Das ergibt eine Besetzungsmatrix in Anregungsenergie und Drehimpuls. Diese Rechnung wird für jeden Folgekern solange wiederholt, bis man zu einem Restkern im "kalten" Zustand gelangt. Bei dieser Rechnung muß eine große Zahl von Zwischenkernen berücksichtigt werden. Die kalten Endkerne werden dann in der theoretischen Restkern-Massenverteilung zusammengefaßt.

Die Bildung des Compoundkernes (und damit der Fusionsquerschnitt) wird nach

$$\sigma_{\text{CN}} = \sum_{J, \pi} \sigma(J, \pi) = \sum_{J, \pi} \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_P+1)(2J_T+1)} \cdot \sum_{S=|J_P-J_T|}^{J_P+J_T} \sum_{L=\pi|J-S|}^{J+S} T_L(E) \quad (48)$$

berechnet; dabei werden die Transmissionskoeffizienten $T_L(E)$ so gewählt, daß $\sigma_{\text{CN}} = \sigma_{\text{CN,exp}}$ wird. Direkte Oberflächenreaktionen

werden weggelassen. Um den Wirkungsquerschnitt des Zerfalls in einem bestimmten Kanal angeben zu können, muß neben dem Gesamtbildungsquerschnitt die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls in diesen Kanal berechnet werden, da für den Compoundkern $\sigma(\text{CN-x}) = \sigma_{\text{CN}} P(\text{CN-x})$ gilt, wenn σ_{CN} der Fusionsquerschnitt und $P(\text{CN-x})$ der Zerfall in den Kanal CN-x ist. Im Programm werden relative Zerfallswahrscheinlichkeiten für jede Zerfallsart bestimmt, die dann unter der Annahme, daß nur n, p, α , γ -Zerfall auftritt, normiert werden können. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Teilchens x ist durch die folgende Formel gegeben:

$$R_x d\epsilon_x = \frac{1}{h} \Gamma_x(\epsilon_x) = \frac{S_2(\epsilon_2 J_2 \pi_2)}{2\pi h S_1(E_1 J_1 \pi_1)} \cdot \sum_S \sum_L T_L^x(\epsilon_x) \cdot d\epsilon_x \quad (48)$$

Dabei bezeichnet der Index 1 den zerfallenden Compoundkern mit der Anregungsenergie E_1 und der Index 2 den Produktkern, der durch Emission von x entsteht. ϵ_x ist die kinetische Energie von x, S der Kanalspin und L der Bahndrehimpuls. T_L^x sind die Transmissionskoeffizienten der Umkehrreaktion (also Streuung des Teilchens x am Kern 2), die aus gemittelten optischen Modellparametern bestimmt werden. Für die γ -Zerfallswahrscheinlichkeit gilt ein ähnlicher Zusammenhang, in dem anstelle der T_L die energieabhängigen Stärken eingehen. Dabei werden nur E1, M1 und E2-Übergänge als wahrscheinliche Übergänge berücksichtigt.

Als wesentliche Parameter gehen in diesen Zusammenhang die mit S bezeichneten Niveaudichten ein. Sie werden nach der bei Gilat und Grover⁵⁰⁾ angegebenen Form der Lang'schen Niveaudichteformel⁵¹⁾ berechnet. In die Parametrisierung geht wesentlich das effektive Trägheitsmoment des Kerns und damit die Form der Yrast-Linie ein, da diese über $E_{\text{rot}} = [J(J+1)\hbar^2] / 2\Theta_{\text{eff}}$ mit dem Trägheitsmoment gekoppelt ist. Für eine detaillierte Betrachtung der Zusammenhänge sei auf⁴⁸⁾ sowie auf^{52,53,54)} verwiesen.

Die theoretischen Ergebnisse, die im folgenden dargestellt werden sollen, wurden für ^{16}O auf ^{27}Al und ^{19}F auf ^{27}Al jeweils für alle

Energien mit dem gleichen Parametersatz berechnet, es ist also nicht für die einzelne Messung eine spezielle Parametervariation zur Optimierung der Anpassung durchgeführt worden. Die Figuren 39 und 40 zeigen den Vergleich der berechneten Massenverteilung mit dem Experiment. Die theoretischen Daten sind als schwarze Balken

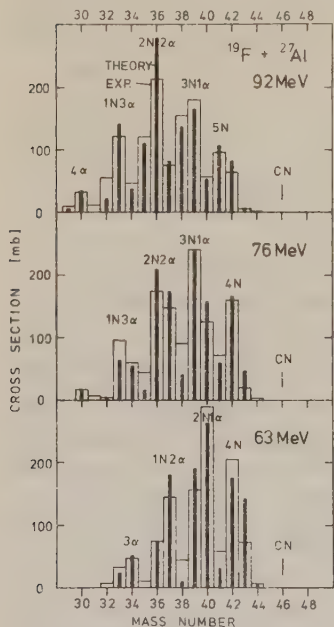


Fig.39:Theoretische und experimentelle Restkern-Massenverteilung der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al

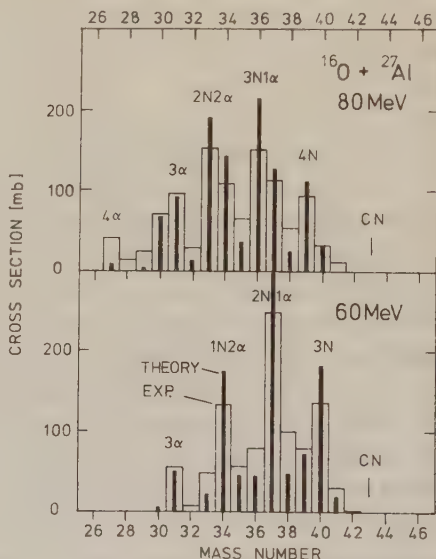


Fig.40:Theoretische und experimentelle Restkern-Massenverteilung der Reaktion ^{16}O auf ^{27}Al

ken einzeichnen. Die experimentellen Daten (bereits in Fig. 31, 32, 35 gezeigt) sind zum Vergleich als offene Balken eingezeichnet. Es zeigt sich, daß für alle Energien und Systeme eine gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Verteilungen festzustellen ist. Eine gewisse Tendenz zur Überschätzung der Maxima und Unter-

schätzung der Minima (speziell bei ^{16}O auf ^{27}Al) ist möglicherweise zum einen auf eine nicht optimale Massentrennung in den Minima (Überlauf) und zum anderen auf eine Tendenz des Rechenprogramms zur Fokussierung auf die Maxima der Massenverteilung zurückzuführen⁵⁵⁾. Die Unterschiede erscheinen aber bei der Überlegung, daß das Programm absolute Wirkungsquerschnitte liefert, die nicht mehr relativ angepaßt werden, und der guten Wiedergabe über alle Energien und alle Restkernmassen, unwesentlich.

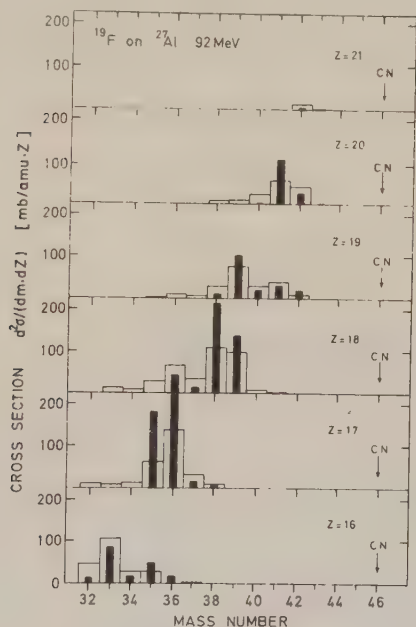


Fig.4.1: Z-Verteilungen der Reaktion
 ^{19}F auf ^{27}Al , 92 MeV

In Fig.4.1 ist die Rechnung für die Z-Verteilung der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 92 MeV dargestellt; hier läßt sich - wie auf Grund der relativ großen Fehler nicht anders zu erwarten - nur eine Übereinstimmung in der prinzipiellen Struktur, jedoch nicht in der

absoluten Höhe feststellen. Zur genaueren Untersuchung hätte hier eine - zum Zeitpunkt der Experimente technisch nicht mögliche - genaue Messung durch Aufnahme einer Winkelverteilung durchgeführt werden müssen.

Bei der Rechnung ergeben sich als Zwischenergebnisse des Programms Besetzungs- und Zerfallsmatrizen, aus denen sich einige Darstellungen zum Vergleich mit den eingangs Kap. 6 angeführten qualitativen Argumenten ableiten lassen. Als Beispiel wurde 76 MeV ^{19}F auf ^{27}Al gewählt. In den Figuren 42 und 43 soll zuerst die Besetzung des Compoundkerns und die nachfolgende Besetzung der Zwischen- und Endkerne dargestellt werden.

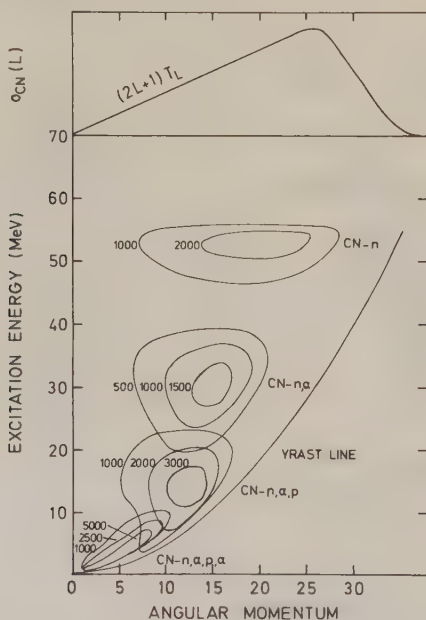


Fig.42: Besetzung des Compoundkerns $\bar{\sigma}_{\text{CN}}(L)$ und der Folgekerne als Funktion von Drehimpuls und Anregungsenergie. Die Grundlinie von $\bar{\sigma}_{\text{CN}}$ entspricht der Anregungsenergie des Compoundkerns (70 MeV). Die Zahlen an den Höhenschichtlinien sind Wirkungsquerschnitte in $\mu\text{b}/(\text{MeV} \cdot \hbar)$

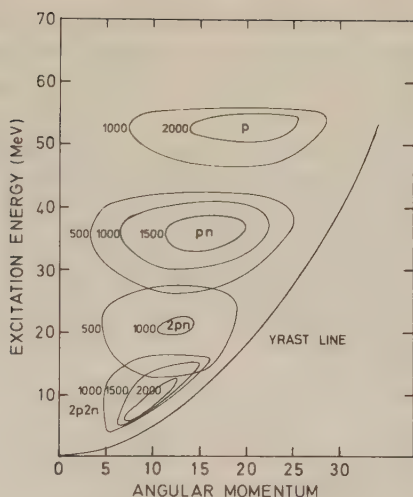


Fig.43: Besetzung der Zwischenkerne für eine mögliche reine Nukleonenabdampfung (Zahlen an den Höhenschichtlinien in $\mu\text{b}/(\text{MeV}\cdot\hbar)$)

In Fig. 42 ist die Abregung des Compoundkerns über eine (von mehreren möglichen) Kette zur intensivsten Restkernmasse dargestellt. Angegeben sind dabei CN-n , $\text{CN-n},\alpha$, $\text{CN-n},\alpha,\text{p}$ und $\text{CN-n},\alpha,\text{p},\alpha$, die Zerfallsarten, mit denen der Compoundkern zerfallen ist. $\text{CN-n},\alpha$ stellt also die Besetzung des Kerns $^{41}_{20}\text{Ca}$ dar, der durch n,α -Emission aus $^{46}_{22}\text{Ti}$ entstanden ist. Die an den Höhenschichtlinien angegebenen Zahlen sind Besetzungen der einzelnen Zustände in $\mu\text{b}/(\text{MeV}\cdot\hbar)$.

Es zeigt sich, daß die Besetzung des Compoundkerns bis an die Yrast-Linie heranreicht; das Maximum der Verteilung liegt bei etwa 25-27%. Die Teilchen führen bei hohen Anregungsenergien wesentlich mehr Energie (d.h. Separationsenergie + kinetische Energie) ab als bei niedrigen Anregungsenergien: etwa 17 MeV für das erste Neutron, und ca. 22 MeV für das erste α -Teilchen. Der Anteil des abgeführten Drehimpulses wird aus der Verschiebung der Maxima gegeneinander deutlich.

Die Besetzung des Kerns ${}^{40}_{19}\text{K} \triangleq (\text{CN-n}, \alpha, p)$ macht klar, daß der Kern - auf Grund der Nähe des Peaks zur Yrast-Linie - sich hier im wesentlichen durch α -Zerfall abregen muß. In Fig. 43 ist der reine Nukleonenzerfall in der entsprechenden Darstellung aufgetragen. Die Besetzung der Kerne gerät bei ihrer Abregung nicht wesentlich in die Nähe der Yrast-Linie, so daß kein α -Zerfall erzwungen wird. Aus der Besetzung des durch $2p2n$ -Zerfall entstandenen Kerns läßt sich schließen, daß prinzipiell noch ein weiterer Nukleonenzerfall auf Grund der Anregungsenergie auf der Seite niedriger Drehimpulse möglich sein muß. Wenn man die Winkelverteilung der Masse 41 $\triangleq (\text{CN-5N})$ vergleicht, sieht man an ihrer Form, daß sie durch 5 Nukleonenzerfall und nicht durch $(\alpha + \text{N})$ -Zerfall entstanden sein muß (vergl. Fig. 30).

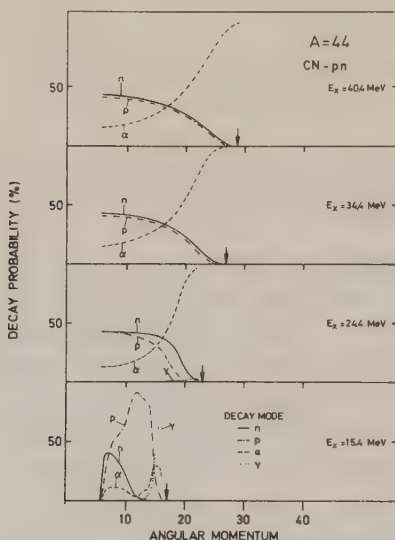


Fig.44: Zerfallswahrscheinlichkeit der Masse $A = 44$ in Abhängigkeit vom Drehimpuls des Kerns

In Fig. 44 sind die Zerfallswahrscheinlichkeiten eines Kerns ($A = 44$, CN-pn), d.h. also der Zerfall aus der Besetzungsmatrix

(CN-pn) aus Fig.43, aufgetragen. Dazu sind die relativen Zerfallswahrscheinlichkeiten für eine bestimmte Anregungsenergie E_x gegen den Drehimpuls dargestellt; die Summe über die n, p, α , γ -Zerfälle zu einem Drehimpuls ist dabei jeweils 100 %. Die Yrast-Drehimpulse zu den jeweiligen Anregungsenergien sind durch Pfeile markiert.

Die Theorie bestätigt die qualitativen Argumente: Für niedrige Drehimpulse findet im wesentlichen Nukleonenemission statt, wobei die Neutronenemission auf Grund des Coulombwalles des Protons nur geringfügig bevorzugt wird. Bei Annäherung an die Yrast-Linie steigt die Wahrscheinlichkeit der α -Emission auf nahezu 100 %. γ -Emission kommt erst bei niedrigen Anregungsenergien in der Nähe der Yrast-Linie vor (vergl. $E_x = 15,4$ MeV in Fig. 44).

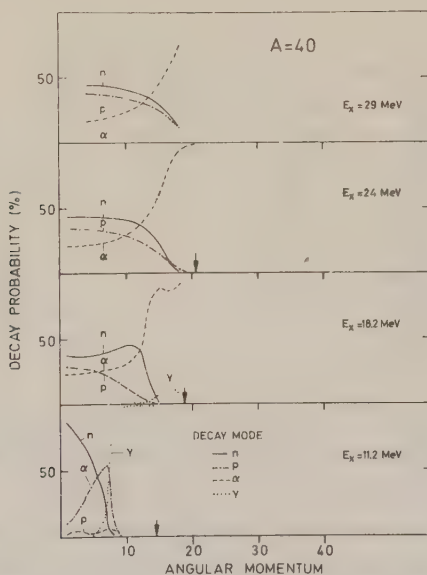


Fig.45: Zerfallswahrscheinlichkeiten der Masse $A = 40$ (α CN- α pn) in Abhängigkeit vom Drehimpuls des Korns

In Fig. 45 ist die entsprechende Darstellung für die Masse 40 aufgetragen, also der Zerfall der Besetzungsverteilung (CN-n, α , p) aus Fig. 42. Interessant sind hier besonders die niedrigen Anregungsenergien kurz oberhalb der Teilchenschwelle: Hier übernimmt der γ -Zerfall zu 100 % die Abregung in der Nähe der Yrast-Linie (vergl. $E_x = 11,2$ MeV). Es zeigt sich also, daß das Modell die anfangs vorgetragenen Argumente über Energie- und Drehimpulsabhängigkeit der Abregung des Korns bestätigt.

Zum Abschluß sei noch eine Darstellung gezeigt, in der der Versuch unternommen wurde, aus den Zwischenergebnissen der Rechnung die Verzweungsverhältnisse und möglichen Abdampfungsketten zu rekonstruieren (vergl. Fig.46). Dabei geben die Zahlen an den Pfeilen

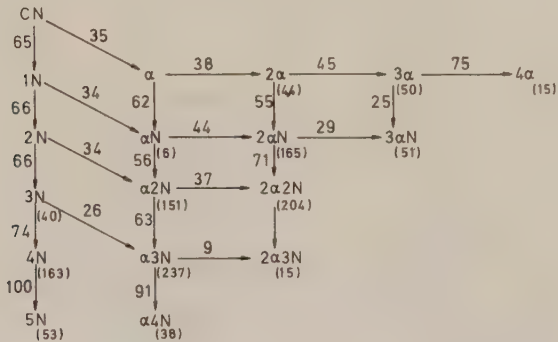


Fig.46: Verzweungsverhältnisse bei der Abregung des Compoundkerns ^{46}Ti aus der Reaktion ^{19}F auf ^{27}Al bei 76 MeV ($\sigma_{\text{CN}} = 1250 \pm 100$ mb)

die Verzweungsverhältnisse in %, die Bezeichnungen an den Kreuzungspunkten die Zerfallsart bis zu diesem Punkt und die Zahlen in Klammern die Wirkungsquerschnitte an, mit denen die Masse im Massenspektrum vorkommt. Es zeigt sich, daß häufig mehrere Wege zur gleichen Masse führen können.

Eine experimentelle Überprüfung aller hier diskutierten Details ist natürlich nicht möglich. Die einzige Rechtfertigung ist die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Daten. Man hat damit Grund zur Behauptung, daß man die hier experimentell untersuchten Reaktionen auch theoretisch gut versteht.

Schlußbemerkung

Mit den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde eine neue Methode zum Studium schwerioneninduzierter Compoundkern-Reaktionen untersucht. Die Resultate, die Massenverteilungen der Verdampfungsrestkerne, geben einen guten Überblick über die Intensität der verschiedenen Zerfallsketten beim Zerfall eines hochangeregten Compoundkerns. Sie lassen sich quantitativ mit Hilfe der statistischen Theorie interpretieren.

Die Meßtechnik wurde bereits von Anfang an im Hinblick auf Messungen mit schwereren Ionen am Unilac der GSI in Darmstadt entwickelt. Zur Zeit wird sie dort unter anderem bei einer Untersuchung von durch ^{86}Kr -Ionen induzierten Fusionsreaktionen zur Identifizierung der Reaktionsprodukte nach Massen- und Ordnungszahl eingesetzt.

Literaturverzeichnis

- 1) O.Buneman, T.E.Granshaw and J.A.Harvey, Canad. J. Res. A27 (1949) 191
- 2) H.L.Miller, Rev. Scient. Instr. 27 (1956) 331
- 3) T.E.Granshaw and J.A.Harvey, Canad. J. Res. 26 (1948) 243
- 4) H.W.Fulbright, Handbuch der Physik 45 (1958) 1, Springer-Verlag, Berlin
- 5) C.E.Anderson, D.A.Bromley and M.Sachs, Nucl. Instr. and Meth. 13 (1961) 238
- 6) A.Gamp, W.Bohne, P.Braun-Munzinger and C.K.Gelbke, Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 281
- 7) M.M.Fowler and R.C.Jared, Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 341
- 8) J.Barette, P.Braun-Munzinger and C.K.Gelbke, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 181
- 9) L.C.Northcliffe and R.F.Schilling, Nuclear Data Tables, Sect. A, Vol. 7, Nos 3-4 (1970) 233
- 10) O.Frisch, British Atomic Energy Report BR-49 (1944)
- 11) Du Pont de Nemours GmbH, Hans-Böckler-Str.33, 4 Düsseldorf-Nord
- 12) Kalle KG, 6202 Wiesbaden-Biebrich
- 13) Union Carbide Corp. 270 Park Avenue, New York, N.Y. 10017, USA
- 14) U.Quade, Diplomarbeit 1975, Sektion Physik, Universität München
- 15) Messer-Griesheim, Burger Landstr. 62-68, 6348 Herbborn/Dillkreis
- 16) T.E.Bortner, G.S.Hurst and W.S.Stone, Rev. Sci. Instr. 28 2 (1957) 103
- 17) T.E.Pierce and M.Blann, Phys. Rev. 173, 2 (1968) 390
- 18) W.H.Barkas, Nuclear Research Emulsions (Academic Press Inc. New York 1963), Vol I

- 19) G.Vollmer, Nucl. Instr. and Meth. 121 (1964) 373
- 20) H.D.Betz, G.Hortig, E.Leischner, Ch.Schmelzer, B.Stadler
and I.Weihrauch, Phys. Let. 22 5 (1966) 643
- 21) H.D.Betz, Rev. Mod. Phys. 44 3 (1972) 465
- 22) G.Tschalär, Nucl. Instr. and Meth. 64 (1968) 237
- 23) J.R.Cromfort, J.F.Decker, E.T.Lynk, M.O.Scully and A.R.
Quinton, Phys. Rev. 150 1 (1966) 249
- 24) F.Pühlhofer and W.Pfeffer, Verhandlungen der DPG 8/76
Frühjahrstagung Baden 1976 Kernphysik S.844
F.Pühlhofer, to be published
- 25) P.Armbruster et al., to be published
- 26) W.F.W.Schneider, B.Kohlmeyer and R.Bock, Nucl. Instr. and
Meth. 87 (1970) 253
- 27) C.K.Gelbke, K.D.Hildenbrand and R.Bock, Nucl. Instr. and
Meth. 95 (1971) 397
- 28) H.Pleyer, B.Kohlmeyer, W.F.W.Schneider and R.Bock, Nucl.
Instr. and Meth. 96 (1971) 263
- 29) E.Dietz, R.Bass, A.Reiter, U.Friedland and B.Hubert, Nucl.
Instr. and Meth. 97 (1971) 581
- 30) W.Pfeffer, B.Kohlmeyer and W.F.W.Schneider, Nucl. Instr.
and Meth. 107 (1975) 121
- 31) P.B.Soul, Nucl. Instr. and Meth. 97 (1971) 555
- 32) Galileo-Electro-Optics-Corp., Galileo Park, Sturbridge,
Massachusetts 01518
- 33) Valvo/Philips GmbH, Hamburg
- 34) Valvo/Philips-Datenblätter
- 35) G.Gabor, W.Schimmerling, D.Greiner, F.Bieser and P.Lindstrom,
Nucl. Instr. and Meth. 130 (1975) 67

- 36) W.Pfeffer, B.Kohlmeyer, I.Rode and F.Pühlhofer, GSI-Bericht J2-74 (1974) 33
- 37) R.Renfordt and U.Lynen, Verhandlungen der DPG 8/76 Frühjahrstagung Baden 1976 Kernphysik S.845
- 38) W.F.W.Schneider, W.Pfeffer, B.Kohlmeyer and F.Pühlhofer, Verhandlungen der DPG 7/75 Frühjahrstagung Den Haag 1975 Kernphysik S.818
- 39) vom MPI Heidelberg konstruiert und zur Verfügung gestellt
- 40) E.H.Auerbach, Brookhaven National Laboratory Report No 6562 (1962)(unpublished)
- 41) J.G.Cramer and M.S.Zisman, Beitrag zum "Symposium on Classical and Quantummechanical Aspects of Heavy Ion Collisions", Heidelberg (1974)
- 42) J.Dauk, K.P.Lieb and A.M.Kleinfeld, Nucl. Phys. A241 (1975) 170
- 43) Nguyen Van Sen, R.Darves-Blanc, F.Merchez and J.C.Gondrand European Conference on Nuclear Physics with Heavy Ions, Caen, Communications (1976) 126
- 44) R.L.Kozub, N.H.Lu, J.M.Miller and D.Logan, Phys. Rev. E11 (1975) 1497
- 45) D.Glas and U.Mosel, Nucl. Phys. A237 (1975) 429
- 46) F.Pühlhofer, W.Pfeffer, B.Kohlmeyer and W.F.W.Schneider, Nucl. Phys. A244 (1975) 329
- 47) A.Weidinger, F.Busch, G.Gaul, W.Trautmann and W.Zipper, Nucl. Phys. A263 (1976) 511
- 48) Theorie: F.Pühlhofer, to be published in Nucl. Phys.
- 49) Code: F.Pühlhofer, GSI internal Report (unpublished)
- 50) J.Gilat and J.R.Grover, Phys. Rev. E3 (1971) 734
- 51) D.W.Lang, Nucl. Phys. 77 (1966) 545

- 52) J.R.Grover and J.Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 802
53) J.R.Grover and J.Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 814
54) J.R.Grover and J.Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 823
55) F.Pühlhofer, persönliche Mitteilung
56) F.Pühlhofer, W.F.W.Schneider and W.Pfeffer, unpublished

An dieser Stelle möchte ich Herrn Professor Bock für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit danken. Mein Dank gilt auch Herrn Professor Stock für seine Unterstützung dieser Arbeit im Rahmen der Arbeitsgruppe.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Pühlhofer für die unermüdliche Hilfe sowohl bei den Messungen als auch durch Diskussionen im Zusammenhang mit der Arbeit, sowie für die freundliche Überlassung von Computer-Auswerteprogrammen und Ergebnissen von theoretischen Rechnungen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe - und hier speziell Herrn Dr. Kohlmeyer - möchte ich für ihre Unterstützung und Hilfe ebenso danken wie den Leitern und Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstätten und den Operateuren des Marburger Beschleunigers, die die Arbeit durch ihre technische Mithilfe wesentlich unterstützt haben.

Herrn Kohl von der GSI Darmstadt danke ich für die Hilfe bei der Auswertung von Spektren am Rechner der GSI.

Frau Ferber und speziell Frau Hahn gilt mein Dank für die Hilfe beim Schreiben und bei der Erstellung der graphischen Darstellungen.

Dem MPI für Kernphysik und der Gesellschaft für Schwerionen-Forschung in Darmstadt bin ich für die Möglichkeit, die Messungen zu dieser Arbeit an ihren Beschleunigereinrichtungen durchzuführen, zu Dank verpflichtet.

Wolfgang Pfeffer

geboren am 20. September 1945 in Schwerte/Ruhr

- 1952 - 1956 Besuch der Volksschule in Schwerte/Ruhr,
anschließend Aufnahme in das Friedrich-
Bährens-Gymnasium in Schwerte
- 1956 - 1965 Besuch des Gymnasiums; Reifeprüfung Februar 1965
- 1965 - 1966 Ableistung des Grundwehrdienstes
- 1967 Beginn des Physikstudiums an der Philipps-Univer-
sität in Marburg
- 1969 Diplomvorprüfung in Physik
- 1971 Diplomfächerprüfung in Physik
- 1972 Abschluß der Diplomarbeit:
"Entwicklung schneller Transmissionsdetektoren
für schwere Ionen"
- 1972 Tutor in Physik
- 1973 Wissenschaftliche Hilfskraft mit Abschluß
- ab Juli 1973 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Arbeitsgruppe
Kernreaktionen des Fachbereichs Physik

